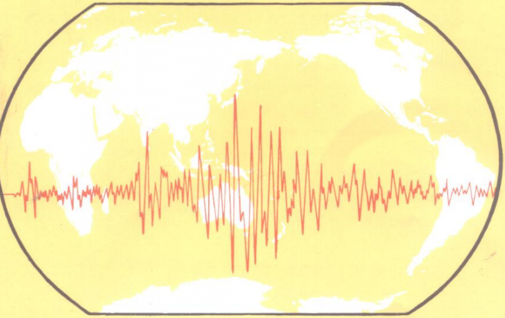
ISSN 0253-3782

第 21 卷　　第 4 期　　1999 年

地震学报

ACTA SEISMOLOGICA SINICA



ISSN 0253-3782

中国地震学会主办　　地震学报期刊社出版

欢迎订阅 1999 年度中、英文版《地震学报》

《地震学报》中、英文版由中国地震学会主办，是国内外广大地震工作者进行工作、科研之必备的重要文献.《地震学报》是中国地震学领域的核心期刊，并为国内外著名检索系统和文摘收录、引用.

本刊中、英文版采用微机排版、激光照排、胶版印刷，全部采用高级胶版纸本，封面为进口铜版纸三色精印. 本刊中、英文版均为双月刊，内容一一对应且同步出版、国内外发行. 1999 年本刊中文版为每期 112 页，定价 15 元，全年 6 期每份定价 90 元；英文版为每期 144 页，定价 50 元，全年 6 期每份定价 300 元. 以上定价均含邮资.

订阅办法 本刊中、英文版均由地震学报期刊社负责征订和发行. 订户通过邮局或银行汇款均可. 邮局汇款汇至：**北京海淀区民族大学南路 5 号地震学报期刊社，邮政编码 100081**；银行汇款汇至：**中国工商银行北京市海淀区紫竹院分理处 891281-36 中国地震局地球物理研究所**.

1999 年的新订户可速向地震学报期刊社索取订单，汇款办理订阅手续.

地震学报期刊社

地震学报 中文版

DIZHEN XUEBAO

（双月刊 1979 年创刊）

1999 年 第 21 卷 第 4 期

ACTA SEISMOLOGICA SINICA

Chinese Edition

(Bimonthly Started in 1979)

Vol. 21 No. 4 1999

主　　办	中国地震学会	Sponsored by Seismological Society of China
编　　辑	地震学报编辑委员会（北京海淀区民族大学南路 5 号 邮政编码：100081）	Edited by Editorial Committee of Acta Seismologica Sinica, No. 5 Minzudaxue Nanlu, Beijing, 100081, China
主　　编	陈运泰	Editor-in-Chief: Chen Yuntai
出　　版	地震学报期刊社（北京海淀区民族大学南路 5 号 邮政编码：100081）	Published by Acta Seismologica Sinica Press, No. 5 Minzudaxue Nanlu, Beijing, 100081, China
印刷装订	北京时事印刷厂	Printed by Beijing Shishi Printing House
订购发行	地震学报期刊社	Distributed in China Acta Seismologica Sinica Press
国外总发行	中国国际图书贸易总公司（中国国际书店）北京 399 信箱	Distributed Abroad by China International Book Trading Corporation (Guoji Shudian) P. O. Box 399, Beijing, China
电子版网址	http://www.chinainfo.gov.cn/periodical 或 http://www.chinainfo.cn.net/periodical	

公开发行 国内统一刊号：CN 11-2021/P　国外刊号：BM 148　定价：15.00 元

第21卷 第4期
1999年7月 (337～343)

地 震 学 报
ACTA SEISMOLOGICA SINICA

Vol. 21, No. 4
Jul., 1999

由矩张量反演得到的海南东方震群的震源机制*

周荣茂 陈运泰 吴忠良

(中国北京 100081 中国地震局地球物理研究所)

摘要 利用DCS-302数字磁带记录加速度仪组成的流动地震台网记录的1992年6～8月海南省东方县附近发生的地震震群中的12次地震的波形资料，反演了这些地震的震源机制. 结果表明，构成每次地震震源参数的主要部分是纯剪切分量. 这些地震的主压应力轴与主张应力轴，分别落在北西-南东方向与北东-南西方向，且均接近水平. 这种方向性的一致性反映了这些地震具有相似的构造应力环境.

关键词 矩张量反演 东方震群 震源机制

引言

1992年1月4日23时01分24秒和23时01分54秒，在海南省东方县感城—板桥一带，相继发生了$M_L=3.4$和$M_L=3.7$地震，震中位置分别位于18°46′N，108°42′E和18°45′N，108°42′E，震源深度约为10 km. 此后，该地区小震频繁发生. 1992年5月26日18时43分25秒发生了序列中最大的地震($M_L=4.5$). 据刘赛君等(1994)统计，自1991年11月14日～1992年8月上旬止，共发生$M_L\geqslant 2.0$地震150余次.

东方地震震中区及其附近地区，历史上无$M_S\geqslant 4.8$地震记载. 自1970年海南省有地震仪器记录以来，海南岛记录到的最近的一次最大地震是1982年1月25日崖城$M_L=4.0$地震，距这次地震已有10年. 因此，1992年东方震群引起了地震专家的特别关注. 1992年6月1日～8月30日，国家地震局地球物理研究所强地面运动研究室和海南省地震局合作，在震区周围十几千米范围内，布设了由5台DCS-302数字化磁带记录三分向加速度地震仪组成的小孔径流动观测台网(表1)，对地震活动进行了监测. 在3个月的连续观测中，该流动台网共记录到125次小地震. 刘赛君等(1994)利用HYP071定位程序，对其中的18次地震进行了精确定位(图1). 本研究对这18次地震中具有3个或3个以上台站的三分向记录的12次地震(表

表1 海南东方流动地震台网的地理分布

台站	代码	台站坐标	
		φ_N	λ_E
871台	BAC	18°53.17′	108°39.40′
板桥	BAQ	18°48.00′	108°41.29′
感城	GAC	18°51.15′	108°38.63′
岭头	LIT	18°41.24′	108°42.40′
中沙	ZOS	18°48.18′	108°46.31′

* 地震科学联合基金重点项目(95-07-411)资助. 中国地震局地球物理研究所论著98A01025.
1998-11-23收到初稿，1999-05-31收到修改稿并决定采用.

2)进行了地震矩张量反演，这 12 次地震的震级范围为 $M_L=2.1\sim3.6$.

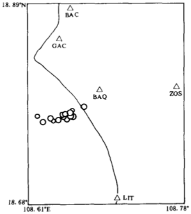


图 1 海南东方震群震中和流动台站分布图. 图中圆圈表示震中位置；空心三角为观测台站；其中折线为海岸线位置

表 2 海南东方地震的震源参数

编号	日期	发震时间	震中位置		震源深	震级
	年-月-日	时:分:秒	φ_N/(°)	λ_E/(°)	度/km	M_L
1	1992-06-04	14:20:08	18.78	108.66	9	3.1
2	1992-06-10	23:39:15	18.77	108.65	9	2.5
3	1992-06-13	11:36:44	18.77	108.65	11	2.5
4	1992-06-16	04:25:18	18.77	108.65	9	2.1
5	1992-06-19	15:27:03	18.77	108.65	10	2.1
6	1992-06-19	16:04:20	18.78	108.65	10	2.5
7	1992-06-28	22:39:34	18.77	108.64	10	2.3
8	1992-07-09	12:36:04	18.78	108.65	11	2.2
9	1992-07-11	14:55:10	18.78	108.65	10	2.7
10	1992-07-18	15:15:34	18.77	108.66	7	3.6
11	1992-07-23	21:32:25	18.78	108.66	10	2.9
12	1992-08-05	19:30:06	18.77	108.66	10	3.1

1 地震矩张量反演

尽管近 30 年来由 Gilbert(1970) 引入的地震矩张量已被广泛地运用到不同的观测资料，如简正振型资料(Gilbert，Dziewonski，1975)、面波资料(McCowan，1976；Mendiguren，1977；Aki，Patton，1978；Kanamori，Given，1981；Romanowicz，1982；Lay *et al.*，1982)、体波资料(Stump，Johnson，1977；Ward，1980；Fitch *et al.*，1981；Dziewonski *et al.*，1981)和近震源资料(Stump，Johnson，1984；倪江川等，1991；吴忠良等，1994)①，以提取描述震源破裂过程的震源时间函数、确定描述震源机制的地震矩张量和量度地震强度的标量地震矩等信息，并通过所求得的矩张量了解地壳应力场，但目前地震矩张量的反演多数限于较大的地震. 降低能够用矩张量反演求出震源参数、应力轴方向的地震的阈值，一直是地震学家关注和追求的目标之一. 因为中、小地震的频度比大地震的频度高，是可望获得有关地壳应力场的更多信息的重要来源. 因此利用近震源宽频带记录进行小地震的震源参数的研究，近年来成为了一个活跃的研究领域(倪江川等，1991；吴忠良等，1994；陈运泰等，1997). 当震源尺度远小于所考虑的特征波长时，弹性介质中 $\boldsymbol{r}$ 处沿 i 方向的位移谱

$$\hat{U}_i(\boldsymbol{r}, f) = \hat{G}_{ij,k}(\boldsymbol{r}, f; \boldsymbol{r}') \cdot \hat{M}_{jk}(f) \quad (1)$$

式中，f 表示频率，$\hat{G}_{ij,k}(\boldsymbol{r}, f; \boldsymbol{r}')$是格林函数 $G_{ij}(\boldsymbol{r}, t; \boldsymbol{r}', t')$相对于 k 方向的源点坐标的偏导数的谱，$\hat{M}_{jk}(f)$表示地震矩张量的谱. 由式(1)可见，地震矩张量反演是一个标准的线性反演问题.

2 观测资料的预处理

DCS-302 数字磁带记录地震仪的记录器可以外接多种不同型号的拾震器，如位移计、

① 陈运泰，吴忠良，李鸿吉，等. 1997. 数字地震学. 国家地震局地球物理研究所，160

速度计或加速度计(王培德等，1993)①．反映地面运动的电信号由输入端进入仪器，经截止频率 30 Hz 的 5 阶 Butterworth 低通滤波器滤波后，由模数转换电路转换为数字量．由于信号数字化以后的处理不再形成任何畸变，因而可以认为，5 阶 Butterworth 低通滤波器的频率特性就是整个记录系统的频率特性(图2)．DCS-302数字磁带记录加速度仪，其采样率为 100 sps，动态范围 112 dB.

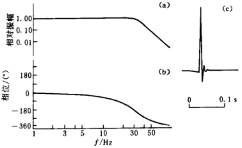


图 2　DCS-302 数字磁带记录地震仪的振幅特性(a)、相位特性(b)和脉冲响应(c)

在对原始观测资料处理的过程中，我们注意到个别加速度图中有“限幅”现象．这是由 DCS-302 的结构造成的(王培德等，1993)．放大倍率可调的放大器在模数转换电路和数据存储单元的前部，进行放大倍率调节判断的逻辑电路，需从存储单元中得到数据并进行运算，才能对放大电路是否调节放大倍率发出控制指令．突然增大的信号在放大倍率尚未变化时已经进入存储单元，形成“限幅”，这种“限幅”的时间不会超过仪器设定的一个“短时段”．通常，这样的“限幅”点只是一个，但这些点的数值比它的邻点要大几十倍甚至几百倍．我们在处理时，用它前面和后面一点的平均值来代替，以免在积分时使波形出现进一步的畸变．

本研究所采用的东方震群的原始资料，是 DCS-302 数字地震仪记录到的地面运动的加速度．为了得到速度和位移地震图，必须进行积分运算．积分运算既可以在时间域进行，也可以在频率域进行．时间域的积分运算有多种方法，如 Simpson 方法等．本研究对资料的处理不是在时间域，而是直接在频率域进行．

本研究所采用的 Fourier 变换为

$$\dot{F}(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}F(t)\exp(i\omega t)\mathrm{d}t \tag{2}$$

相应的 Fourier 反变换为

$$F(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\dot{F}(\omega)\exp(-i\omega t)\mathrm{d}\omega \tag{3}$$

$F(t)$和 $\dot{F}(\omega)$组成一个 Fourier 变换对，记为

$$F(t)\longleftrightarrow F(\omega) \tag{4}$$

根据 Fourier 变换的积分定理有

$$\int_{-\infty}^{t^*}F(t)\mathrm{d}t\longleftrightarrow\frac{1}{-i\omega}\dot{F}(\omega) \tag{5}$$

也就是说，一次积分运算在频率域就是除以一次 $-i\omega$．我们知道，时间域的资料经过一次 Fourier 变换到频率域，频率域的数据同时间域一样也是点点对应的．在频率域中，频率起始点是零频，步长为$(N\Delta t)^{-1}$，N 表示总数据点数，Δt 为时间域采样间隔，最大频率为 Nyquist 频率$(2\Delta t)^{-1}$．与高频段相比，由于前几个点所对应的频率较小，谱与角频率相除

① 陈运泰，王培德，吴忠良．1992．地震矩张量及其反演．国家地震局地球物理研究所，101

的结果相对误差较大，经反变换后使低频成分发生较大的畸变，以致会掩盖真正的有用信号，因此，在数据处理中必须进行相应的滤波处理.

图 3a是871台（BAC）$M_L=3.6$的三分向加速度记录，自上向下分别为U-D向、N-S

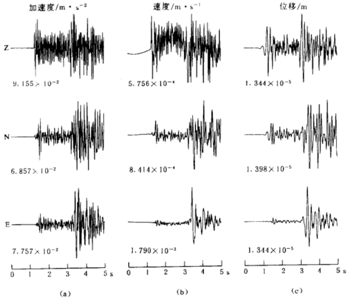


图 3 1994年7月18日BAC台$M_L=3.6$地震的加速度记录(a)、速度记录(b)和位移记录(c)

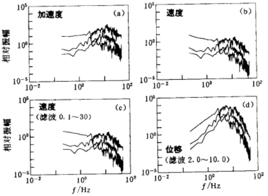


图 4 1994年7月18日BAC台$M_L=3.6$地震的加速度谱(a)、速度谱(b)、滤波后的速度谱(c)和位移谱(d)

向和E-W向. 图4a为加速度记录谱，为了使三分量的谱表示在同一幅图上，我们将N-S向和U-D向的谱分别放大了10倍和100倍. 加速度谱变为速度谱后，我们对速度谱进行了带通滤波. 为了尽量减少地震波中有用信号的丢失，我们取带通滤波器（4阶Butterworth滤波器）的高通截止频率为0.1 Hz，低通截止频率为30.0 Hz. 图4b，c是不滤波和带通滤波后的速度谱，图4d是位移谱（经2～10 Hz的带通滤波）. 将速度谱和位移谱经过Fourier反变换分别得到时间域的速度记录（图3b）和位移记录（图3c）. 最后，我们对地震图由Z，N，E转换到Z，R，T方向. 相应地，理论计算出的合成地震图也经过同样频段（2～10 Hz）的带通滤波以便与观测地震图比较.

很明显，在频率域通过对频谱的处理来实现积分运算，相对于在时间域的积分运算既简单又直接. 为了检验频率域积分的效果，我们将积分后的位移记录用 IASPEI 组织编写的 PITSA (Programmable Interactive Toolbox for Seismological Analysis)软件的微分计算功能进行了微分运算，所得的速度和加速度结果与积分前几乎一样.

3　介质模型和格林函数的计算

高频信号对介质的细结构比较敏感，在地震波的传播路径中，介质性质的微小变化都会影响地震波中的高频信号. 虽然我们在计算理论地震图时选用的均匀分层介质模型是对实际地球模型的一种较好的近似，但除非我们知道某一地区的精细结构，否则仍然无法将地震波传播路径上可能遇到的所有小尺度的速度间断面的效应都考虑进来，这是使用高频信号研究震源过程的主要困难. 刘赛君等(1994)在对海南东方震群定位时，采用的地壳模型是海南-广西地壳模型以及华南综合地壳模型，用这两种模型得出的震中几乎完全相同. 为了计算东方震群的理论地震图，笔者参照了他们所用的模型，并进行了适当的修改. 刘赛君等(1994)使用模型的第 1 层层厚为 9.2 km，这个深度对于长周期的资料是合适的. 然而，当我们需要计算高频地震波时，必须提高它的分辨率. 在目前对海南地区的精细速度结构不了解的情况下，不能期望计算出的理论地震图能解释观测地震图中的每一个震相. 根据精确定位的结果，东方震群的震源深度在7.5～11.0km之间. 根据它们模型的速度梯度，我们将第 1 层 9.2 km 分为等厚的 4 层，又将第 2 层的 12.3 km 分成 2.3 km 和 10 km 两层，从而构制了的海南地区的地壳模型，该模型的介质参数如表 3 所示. 我们尝试用这样一个相对“复杂”的介质模型来解释观测图中的一些主要震相，如直达 P 波、直达 S 波以及 SP 转换波，并用它们来反演这些地震的震源机制.

表 3　海南地区的地壳模型

层序	α/km·s^{-1}	β/km·s^{-1}	ρ/g·cm^{-3}	H/km
1	5.00	2.66	2.50	2.30
2	5.50	2.92	2.64	2.30
3	5.86	3.12	2.74	2.30
4	6.00	3.19	2.79	2.30
5	6.15	3.28	2.82	2.3
6	6.27	3.34	2.86	10.0
7	6.84	3.64	3.02	11.6
8	8.10	4.31	3.31	1000

本研究运用 Kennett 的广义反射透射系数矩阵方法和离散慢度积分方法计算格林函数. Kennett 的广义反射透射系数矩阵方法用矩张量来表示震源，即通过输入矩张量的各个分量的方式输入震源参数，可以用来处理任意类型的震源(如位错源和爆炸源). 该方法具有可灵活地选择求得与矩张量多个分量对应的格林函数、便于合成一般震源的理论地震图及反演地震矩张量的优点.

4　结果和讨论

反演结果如表 4 和图 5 所示. 从反演结果来看，对于所选取的 12 次地震，构成每次地震震源参数的主要部分是纯剪切分量. 我们的反演是在没有假定所研究的地震为剪切位错源的情况下进行的，这个结果说明了剪切位错源可以作为天然地震震源的一种很好的表示. 所得震源时间函数为简单的脉冲状函数，反映这些小地震比较简单的破裂过程.

虽然这 12 次地震的震源机制有较大的变化，但是具有共同的特征，即这些地震的主压应力轴与主张应力轴，分别处在北西-南东方向与北东-南西方向，且均接近水平. 可以推

测，这种方向性的一致性反映了这些地震是在相似的构造应力环境下发生的，而这些地震震源机制之间的差异则反映了局部的非均匀性.

表 4　海南东方震群的矩张量反演结果

地震编号	地震矩张量/10^{13}N·m						最佳双力偶解					
							节面 Ⅰ			节面 Ⅱ		
	M_{11}	M_{12}	M_{13}	M_{22}	M_{23}	M_{33}	走向/(°)	倾角/(°)	滑动角/(°)	走向/(°)	倾角/(°)	滑动角/(°)
1	−1.29	8.53	−1.50	−19.2	−5.31	−2.02	244	59	165	342	77	32
2	−0.67	1.56	−0.34	2.77	1.17	−0.60	17	76	−36	117	55	−163
3	1.59	−2.83	−0.80	−4.00	−2.19	−1.34	109	71	−17	205	74	−160
4	−1.81	−1.80	−1.42	3.30	−1.94	−1.51	56	50	−21	160	74	−138
5	0.07	−0.07	0.04	−0.08	−0.06	0.05	18	78	141	118	52	15
6	1.25	2.25	−1.04	2.28	−1.97	1.12	4	86	36	271	54	175
7	1.84	−2.66	2.07	−1.42	1.66	1.56	18	48	173	113	85	42
8	−0.04	1.62	−0.06	3.75	1.39	−0.06	15	71	−43	122	50	−155
9	−4.09	3.49	−4.16	9.25	5.63	3.61	121	47	178	212	89	43
10	14.73	−39.2	14.73	47.72	64.94	44.93	157	81	127	258	38	14
11	9.68	−14.5	9.49	−47.0	−20.2	11.0	20	72	133	129	46	26
12	−11.8	27.6	9.99	103	−22.6	9.17	208	80	−26	303	64	−169

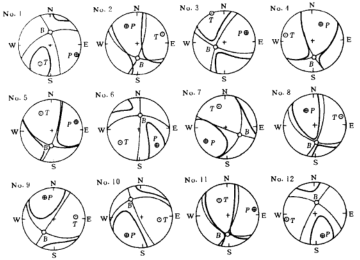


图 5　海南东方震群的矩张量解(震源球下半球投影)

感谢王培德教授在观测资料应用方面给予的指导.

参 考 文 献

刘赛君，陈金海，曾刚平，等. 1994. 1992 年海南东方小震群震源破裂特征探讨. 见：陈运泰主编. 中国固体地球物理学进展——庆贺曾融生教授诞辰七十周年. 北京：海洋出版社，358～367

倪江川，陈运泰，王鸣，等. 1991. 云南禄劝地震部分余震的矩张量反演. 地震学报，**13**(4)：412～419

王培德，陈运泰，王鸣. 1993. 中国西南地区近震源强地面运动特征. 北京：地震出版社，120

吴忠良，陈运泰，倪江川，等. 1994. 近震源宽频带记录的地震矩张量反演. 地震学报，**16**(2)：141～152

Aki K, Patton H. 1978. Determination of seismic moment tensor using surface waves. *Tectonophysics*, **49**: 213～222

Dziewonski A M, T-A Chou, Woodhouse J H. 1981. Determination of earthquake source parameters from waveform data for studies of global and regional seismicity. *J Geophys Res*, **86**: 2 825～2 852

Fitch T J, North R G, Sields M W. 1981. Focal depth and moment tensor representation of shallow earthquakes associated with the great Sumba earthquake. *J Geophys Res*, **86**: 9 357～9 374

Gilbert F. 1970. Excitation of the normal modes of the Earth by earthquake sources. Geophys *J R astr Soc*, **22**: 223～226

Gilbert F, Dziewonski A M. 1975. An application of normal mode theory to the retrieval of structural parameters and source mechanisms from seismic spectra. *Phil Trans R Soc*, **A278**: 187～269

Kanamori H, Given J W. 1981. Use of long period surface waves for rapid determination of the earthquake source parameters. *Phys Earth Planet Inter*, **27**: 8～31

Lay T, Giveva J W, Kanamori H. 1982. Long period mechanism of the 8 November 1980 Eureka, California, earthquake. *Bull Seism Soc Amer*, **72**: 439～456

McCowan D W. 1976. Moment tensor representation of surface wave sources. *Geophys J R astr Soc*, **44**: 595～599

Mendiguren J. 1977. Inversion of surface wave data in source mechanism study. *J Geophys Res*, **82**: 889～894

Romanowicz B. 1982. Moment tensor inversion of long period Rayleigh waves: a new approach. *J Geophys Res*, **87**: 5 395～5 407

Sileny J. 1997. Moment tensor rate functions from waveforms with non-homogeneous variance. *Geophys J Intl*, **131**: 767～769

Stump B W, Johnson L R. 1977. The determination of source properties by the linear inversion of seismograms. *Bull Seism Soc Amer*, **67**: 1 489～1 502

Stump B W, Johnson L R. 1984. Near-field source characterization of contained nuclear explosions in tuff. *Bull Seism Soc Amer*, **74**: 1～26

Ward S N. 1980. A technique for the recovery of the seismic moment tensor applied to the Oaxaca, Mexico earthquake of November 1978. *Bull Seism Soc Amer*, **70**: 717～734

第21卷 第4期
1999年7月 (344～353)

地 震 学 报
ACTA SEISMOLOGICA SINICA

Vol. 21, No. 4
Jul., 1999

用长周期体波数据反演1988年11月6日澜沧-耿马 M_S7.6地震的矩张量*

P. Mozaffari[1,2] 许力生[1] 吴忠良[1] 陈运泰[1]

1) 中国北京 100081 中国地震局地球物理研究所
2) 伊朗德黑兰 14394 德黑兰大学地球物理研究所

摘要 应用中国数字地震台网(CDSN)记录的长周期体波波形数据，反演了1988年11月6日中国云南省澜沧-耿马 M_S7.6地震的矩张量，求得了其震源机制和震源时间过程. 反演结果表明，断层面解的一个节面是右旋走滑断层，另一个节面是左旋走滑断层；震源时间过程较简单，持续时间约15 s；标量地震矩为 6.4×10^{20} N·m. 根据地质资料、区域构造、野外观测和余震震中分布，确认走向313°的节面是地震断层面，主压应力轴位于几乎水平的南北向.

关键词 矩张量反演 震源机制 主应力轴 震源时间函数

引言

1988年11月6日晚，在中国云南省西部，在不到13分钟的时间内相继发生两次强震. 第1次震级较大(M_S7.6)，发震时间为11月6日13时03分14.5秒UTC(21时03分14.5秒BJT)，震中在澜沧西北约40 km处，位于澜沧县战马坡村竹塘乡村以西，哈卜马和大塘子之间. 约13分钟后，被认为是第1次地震触发引起的第2次地震(M_S7.2)发生在前一个地震西北约60 km处的耿马附近，其震中位于耿马县和沧源县交界处的汗母坝和小麻勐之间. 截至1988年12月，共记录到 $M_L\geqslant1.5$ 的余震7 000多次，其中6次地震震级大于6.0(姜葵，1993). 表1是由不同资料来源得到的地震基本参数. 由表1可见，对于这

表1 澜沧-耿马地震的基本参数

地震机构	日期 年-月-日	发震时间 时:分:秒	震中位置		震源深度 /km	M_S	m_b
			φ_N/(°)	λ_E/(°)			
NEIC	1988-11-06	13:03:19.3	22.79	99.61	18	7.3	6.1
HRVD	1988-11-06	13:03:31.2	23.00	99.68	15		
ISC	1988-11-06	13:03:19.9	22.80	99.59	18	7.4	6.0
MOS	1988-11-06	13:03:15.8	22.83	99.83	3	7.3	6.6
KUNM	1988-11-06	13:03:14.5	22.83	99.71	13	7.6	
CDSN	1988-11-06	13:03:16.8	22.92	99.83	9	7.5	6.7

* 国家攀登计划项目95-05-05资助. 中国地震局地球物理研究所论著99AC1023.
1998-11-23收到初稿，1999-04-29收到修改稿并决定采用.

次地震的震中，不同地震机构给出的结果存在一些差异.

许多研究人员从不同角度研究了这次地震. 陈运泰，吴大铭(Chen，Wu，1989)应用矩张量反演的方法(Longston，1981)，用 7 个台站的 P 波和 SH 波资料反演了震源参数(参见表 4). 根据他们的结果，$M_S7.6$ 地震的震源时间过程较简单，持续时间约 10 s，标量地震矩为 4.5×10^{19}N·m. 王凯等(1991)采用 CDSN 的记录将理论地震图方法应用于长周期 P 波(图 1). 他们的结果表明，$M_S7.6$ 地震是一次复杂事件，由地震矩和震源机制均不相同的 3 次事件构成. 第 2 次事件和第 3 次事件与第 1 次事件的时间间隔分别为 25 和 70 s，但空间间隔却非常小，实际上这几次子事件被认为是发生在同一地点的.

张之立，方兴(1988)以及张之立，王华强(1992)采用一种新方法研究余震活动模式，并用以研究了澜沧-耿马地震的破裂机制. 他们发现，$M_S7.6$ 地震是一次几乎对称的双侧破裂，总破裂长度为(70±5) km，破裂走向 NW-SE. 陈培善，秦嘉政(1991)研究了由不同作者和机构得出的震源参数和震源机制的差异. 他们根据地震的标度律估计 $M_S7.6$ 地震的断层长度为 52 km、宽度为 26 m，平均位错为 2.0 m，这一断层从初始破裂点向 NW 和 SE 两侧扩展；耿马地震($M_S7.2$)的破裂面积是澜沧地震的 2 倍. 根据这一结果，他们得出了由 $M_S7.2$ 地震辐射出的体波振幅，比由 $M_S7.6$ 地震辐射出的大的结论. 李立平等(1990)发现，耿马地区地震的应力降比澜沧地区的大，耿马地区地震振幅谱拐角频率比澜沧地区同样地震矩的高. 使用经验格林函数反褶积方法，Mozaffari 等(1998)发现这一地震是一较简单的事件. 根据他们的结果，破裂从震中开始，几乎对称地分别向北西和南东传播. 他们估算总破裂长度为 70 km，持续时间为 19 s.

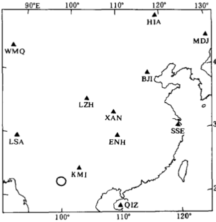


图 1　CDSN 台站和由昆明遥测地震台网测定的澜沧-耿马地震震中分布

通过研究这些地震事件的孕震机制和表面破裂特征，俞维贤等(1991，1994)指出，$M_S7.6$ 和 $M_S7.2$ 澜沧-耿马地震分别受控于北西-南东走向的木戛断裂和北北东-南南西走向的汗母坝断裂. 他们通过分析在木戛断裂两端地震所造成破坏的明显方向性特征，指出澜沧地震是一个双侧破裂过程. 刁桂苓等(1993，1995)对这一地震序列的发震特征和大同地震序列的发震特征做了综合研究，比较了这一地震序列的应力场和唐山地震序列的应力场. 通过对强余震、中小地震震中分布、等震线和发震构造的分析，他们得出了澜沧地震是 3 个断层重新恢复活动造成的结论.

云南省地震局的野外观测结果(张之立，王华强，1992)表明，$M_S7.6$ 和 $M_S7.2$ 地震分别存在不同形变带，这两次地震的形变带主要是右旋的，最大水平位错分别是 1.3 m 和 0.96 m.

综上所述，不难发现不同的研究结果存在着一些差异，尤其是震源过程的差异. 有的

研究表明，这一地震是由多次破裂构成的(王凯等，1991)；另一些研究则指出这是一次简单事件(Chen，Wu，1989；Mozaffari 等，1998). 考虑到这些差异的存在，为进一步研究该震的破裂过程，我们用矩张量反演方法研究了这一地震.

1 方法

1.1 一般点源的位移解

地震学的一个主要研究对象是研究震源的物理机制. 近年来，震源物理的研究在许多方面都有所发展，其中最重要的进展是用地震矩张量对震源进行物理描述. 地震矩张量这一概念可以追溯到 70 年代. Gilbert(1970)在计算自由表面位移时引入了地震矩张量，将地震矩张量各分量与其相应的格林函数褶积，再求和就可得到自由表面的位移解. 格林函数是震源到观测点之间传播介质的脉冲响应. 介质对其它时间过程的响应为这一时间函数与脉冲响应的褶积. 格林函数与震源和观测点的坐标以及介质模型有关，可以用张量表示(Jost，Herrmann，1989). 根据格林函数和矩张量的线性关系，Gilbert(1973)用观测数据计算了矩张量的各个分量. 从此矩张量反演方法被广泛采用并逐步发展(Backus，Mulcahy，1976). 所使用的数据可以是简正振型(Gilbert，Dziewonski，1975)、长周期面波(Patton，Aki，1979)或长周期体波(Langston，1981)和近震源的宽频带数据(倪江川等，1991；吴忠良等，1994). 其中既有天然地震、地下爆破(Stump，Johnson，1977；倪江川，1987)，也有矿山产生的岩爆(Sato，Fujii，1989).

数字地震学的发展为地震学家用地震矩张量反演方法提取震源参数提供了良机. 地震矩张量这一概念的重要意义在于，作为一级近似，它对相应于地震点源的力进行了完整的描述. 地震矩张量提供了震源的最基本参数，如：矩张量各分量、震源时间函数、断层面解(走向、倾角和滑动角)、主应力轴和标量地震矩，这些数据可用于分析地应力状态和地面振动，并有助于防震减灾. 本研究用 1988 年 11 月 6 日发生于中国云南澜沧-耿马的 $M_S7.6$ 地震的体波数据在频率域做矩张量反演. 所采用的方法、数据和结果如下.

假设震源尺度与所涉及的地震波波长相比非常小，则在一观测点的地动位移 $U_i(t)$ 可以表示为格林函数、仪器响应和矩张量时间函数的褶积

$$U_i(t) = G_{ij,k}(t) * I(t) * M_{jk}(t) \tag{1}$$

式中，$U_i(t)$ 是地动位移的 i 分量，格林函数 $G_{ij,k}(t)$ 是介质对单位阶跃函数的响应，$I(t)$ 是仪器响应；$M_{jk}(t)$ 是作为时间函数的地震矩张量，它描述了震源的时间过程；"$*$"表示时间域褶积.

在频率域，公式(1)可简化为

$$\hat{U}_i(\omega) = \hat{G}_{ij,k}(\omega) \cdot \hat{I}(\omega) \cdot \hat{M}_{jk}(\omega) \tag{2}$$

由上式可以很清楚地看到，地震矩张量与观测到的地动位移之间存在线性关系. 这一关系可以用矩阵表示为

$$\boldsymbol{AX} = \boldsymbol{B} \tag{3}$$

其中，$\boldsymbol{A}$ 是 $N\times6$ 矩阵，$\boldsymbol{X}$ 是由不同的地震矩张量分量(即 M_{11}，M_{12}，M_{13}，M_{22}，M_{23}，M_{33})组成的 6×1 矩阵，$\boldsymbol{B}$ 是 $N\times1$ 观测数据矩阵，N 是观测数据的时间序列点数.

由多个台的数据和格林函数就可以用最小二乘法由方程(3)解得地震矩张量，由此就

可以得到其它一些震源参数.

1.2　地震矩张量在主轴坐标系下的分解

设 $M_1>M_2>M_3$ 是对称的地震矩张量的 3 个本征值；$\boldsymbol{t}$, $\boldsymbol{b}$ 和 $\boldsymbol{p}$ 是相应的本征矢量. 地震矩张量可以分解为

$$M = PI + M_0\boldsymbol{D} + C\boldsymbol{L} \tag{4}$$

其中，I 是膨胀分量，$\boldsymbol{D}$ 是双力偶分量，$\boldsymbol{L}$ 是补偿线性矢量偶极；P, M_0 和 C 分别为 $\boldsymbol{I}$, $\boldsymbol{D}$ 和 $\boldsymbol{L}$ 的标量系数，可表示为

$$\begin{cases} P = \frac{1}{3}(M_1 + M_2 + M_3) \\ M_0 = \frac{1}{2}(M_1 - M_3) \\ C = \frac{1}{6}(2M_2 - M_1 - M_3) \end{cases} \tag{5}$$

1.3　震源时间函数

地震矩张量是时间的函数，它描述了震源破裂的过程，我们可以写为

$$M(t) = P(t)I + M_0(t)D + C(t)L \tag{6}$$

其中

$$\begin{cases} P(t) = \frac{1}{3}[M_1(t) + M_2(t) + M_3(t)] \\ M_0(t) = \frac{1}{2}[M_1(t) - M_3(t)] \\ C(t) = \frac{1}{6}[2M_2(t) - M_3(t) - M_1(t)] \end{cases} \tag{7}$$

分别是 I, D 和 L 的标量系数，它们分别代表膨胀分量、双力偶和补偿线性矢量偶极.

2　数据和反演结果

2.1　数据

在本研究中，我们使用的数据是中国数字地震台网(CDSN)的 8 个台记录的三分向长周期体波数据. 图 1 表示了 CDSN 台站和由昆明遥测地震台网测定的澜沧-耿马地震的震中分布. 我们将观测地震图由 U-N-E 坐标系转换到 Z-R-T 坐标系，并经过 0.05～0.01 Hz 带通滤波. 尽管我们努力构制一个完整的介质速度模型，但与观测地震图相比，理论地震图仍不能解释观测地震图中的所有波形. 如果以解释全部波列为目标，那么必然在反演结果中引入人为的干扰(Sileny *et al.*, 1992). 在理论模型中没有计算的震相，在观测资料中也不能用来进行反演，否则它们起的作用将跟噪声一样. 所以我们加时间窗选取了信噪比较高的 P 波和 S 波，反演结果的好坏依赖于所选震相的观测地震图和理论地震图的符合程度.

2.2　速度结构和格林函数

在一定程度上，矩张量反演的困难并不在于反演本身，而在于格林函数的计算. 计算格林函数，要求对在震源与接收点之间传播路径上真实的地球介质结构有充分的了解. 在对波的传播和介质结构不太了解的情况下，也许能够使合成地震图与观测地震图拟合得很

好，但这种拟合是表面上的，会在反演结果中引入虚假信息．这就意味着反演前格林函数的计算是非常重要的．实际上，正确的格林函数和在震源与接收点之间介质的速度结构模型是反演成功的保证．在对介质结构不太了解的情况下，台站分布就显得更为重要．在一定范围内，合适的台站分布能对计算得出的格林函数的不完善性起一定的补偿作用．

在有些方向上，地震波的振幅和走时的数学表达式是震源距的函数．通过对一组模型计算出的走时和振幅与原始观测图比较，可以得到一个或一定范围内的模型，使它产生的合成地震图与观测地震图相符合．这种建立模型的正演模拟方法，可以使我们在一个模型变化范围内，经过迭代得到一个能与观测记录符合得更好的模型．对于只有几个参数的简单模型情况，用这种正演模拟来得到一个最佳模型是不可能的，但是人们必须用一个关键量来定义最佳模型，如唯一性以及通过此标准来判断资料的拟合程度．地震图的形状受多种因素的影响．传播路径(即源和接收点之间的结构)、源的作用以及地震仪本身的特性，在数学上每一项都可以模拟出，因而就可以形成一个能计算出真实地球模型下产生地震图的方法．用这种方法得到的地震图就是合成(理论)地震图，合成地震图与观测地震图的比较就是波形拟合．对地震学家来讲，波形模拟已成为一种研究地球结构和了解地震破裂过程的最有效的方法．一般而言，波形拟合是一种迭代过程，通常是通过调整地球结构参数或震源项使得合成图与观测图之间的差别最小．

根据上面的讨论，为建立一个更加可靠的地球结构模型来计算用于反演的格林函数，我们首先用一个初始的速度结构来计算一个已知震源机制的地震的合成地震图．我们将得到的合成地震图与观测资料进行比较．通过调整模型参数和迭代计算来减小二者之间的差别，直到得到一个能使合成与观测图两者拟合得很好的结果．本研究仅利用 P 和 S 波，判断拟合程度的标准是到时和体波波形的拟合及其相关系数．

本研究使用的初始速度模型是 Kennett，Engdahl(1991)给出的，所研究的距离范围为 4°～33°．在 200～1 500 km 范围内，波的传播主要由地壳和上地幔控制．在 1 500～3 500 km范围内，P 和 S 波主要穿过 300～800 km 深的上地幔过渡区．在这个距离范围内存在一个负的速度梯度区，在靠近 400 和 670 km 处存在一个大的速度变化，对于长波长的波而言是一个间断面(Kennett，1983)．

在初始模型中，考虑到这一现象并通过迭代进行了校正，亦即通过校正结构模型中的不同参数如波速、层厚、密度和衰减因子，直到合成地震图的波的到时和波形与观测地震图达到最佳拟合为止．观测地震图与合成地震图的相关系数是评判每次试验的标准．最后的结果是一个 14 层的模型，其中地壳厚度 55 km，分为 20 和 35 km 两层(表 2)．必须指出，表 2 所示的模型是一个平均的一维模型．

在建立速度结构模型时，我们考虑了震源深度为 10 km，震源机制为走向 333°、倾角 78°、滑动角 174°，震源时间函数为梯形函数，其上升、持续和下降时间分别为 2，6 和 2 s 的一个震源．然后，将合成地震图与仪器响应褶积后与观测地震图比较，以此来验证结构模型．

用上面的结构模型，运用广义反射、透射系数矩阵和离散慢度积分方法(Kennett，1983)来计算格林函数．慢度区间为 0.07～0.32 s/km，频率间隔为 0.05～0.001 Hz，反演前将格林函数与仪器响应进行褶积．

表 2　多层壳-幔速度结构

层数	v_P /km·s^{-1}	v_S /km·s^{-1}	密度 /g·cm^{-3}	厚度 /km
1	5.80	3.30	2.72	20.0
2	6.50	3.75	2.92	35.0
3	8.04	4.47	3.29	16.0
4	8.05	4.50	3.31	49.0
5	8.19	4.51	3.34	51.0
6	8.30	4.52	3.38	39.0
7	8.52	4.63	3.45	61.0
8	8.89	4.80	3.57	139.0
9	9.90	5.41	3.91	161.0
10	11.05	6.21	4.28	100.0
11	11.07	6.22	4.29	11.0
12	11.25	6.29	4.35	100.0
13	11.42	6.36	4.41	100.0
14	11.57	6.43	4.46	1 918.0

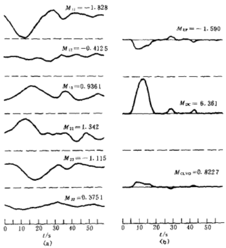


图 2　澜沧-耿马 M_S7.6 地震矩张量元素(a)和震源过程(b)

2.3 反演结果

反演结果经过了 0.05～0.001 Hz 的带通滤波，去掉了背景噪声. 图 2 和图 3 给出了反演结果. 图 2a 给出了反演得到的 6 个矩率元素随时间的变化，左边的数字是矩元素的值；图 2b 给出了膨胀分量(EP)、最佳双力偶(DC)和补偿线性矢量偶极(CLVD)成分，单位为 10^{20} N·m，震源的时间过程比较简单，但不排除仍存在一定程度的几何复杂性.

根据矩张量解计算了最佳双力偶解，结果表示在表 3 和表 4 中. 表中还表示了由其它方法得到的结果以便于比较. 图3a，b表示了矩张量解和最佳双力偶解. 图中还表示了本

表 3　澜沧-耿马 M_S7.6 地震的矩张量解　　10^{20} N·m

作者	M_{rr}	M_{tt}	M_{ff}	M_{rt}	M_{rf}	M_{tf}	M_0
本文	−1.828	1.342	0.375	−0.412	0.936	−1.115	6.4
HRVD	−0.011	−0.292	0.281	0.050	0.067	0.212	0.37
NEIC	−0.18	−3.86	4.04	−1.18	1.91	−0.11	4.5

表 4　不同研究者得到的澜沧-耿马 M_S7.6 地震的震源参数

作者	T 轴		B 轴		P 轴		节面 I			节面 II			所用方法
	方位/(°)	倾角/(°)	方位/(°)	倾角/(°)	方位/(°)	倾角/(°)	θ/(°)	δ/(°)	λ/(°)	θ/(°)	δ/(°)	λ/(°)	
本文	271	24	83	65	180	3	313	71	164	48	75	20	①
HRVD	289	13	90	77	198	4	333	78	174	64	84	12	②
NEIC	266	22	129	61	3	18	46	62	3	314	87	152	①
NEIC	269	8	106	79	359	5	314	88	171	44	81	2	③
姜葵(1993)	268	10	106	79	358	4	313	85	43	44	80	134	③
张之立，王华强(1992)	271	12	45	80	2	5	316	85	46	46	80	316	③
陈运泰，吴大铭(Chen, Wu, 1989)							153	87	189				①

注：① 表示矩张量解；② 表示矩心矩张量解；③ 表示 P 波初动解[引自张之立，王华强(1992)].

研究中用到资料的台站在震源球球面上的位置. 最佳双力偶解是：节面Ⅰ：走向313°/倾角71°/滑动角164°；节面Ⅱ：48°/75°/20°. 标量地震矩为6.4×10^20 N·m. 由表4可见，用不同方法估算的破裂面的走向在313°和333°之间. 所有结果都显示了这次地震具有右旋走滑断层特征.

为了检验震源机制和震源时间函数的精度，我们把根据反演结果计算的理论地震图与观测地震图作了比较. 为便于比较，图3a，b分别单独表示了P波和S波的拟合情况. 上边的曲线是观测地震图，下边是理论地震图. 台站各边上括号内的数字是理论地震图与观测地震图的相关系数. 图4比较了全波列体波的观测地震图和根据反演结果计算的理论地震图. 由图可见，在走时和不同震相形态方面，观测波形和理论波形都相当一致. 图中的竖

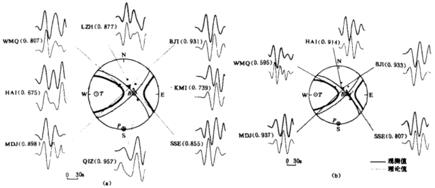


图3　澜沧-耿马 M_S7.6地震观测地震图与理论地震图比较及震源机制解

(a) P波；(b) S波

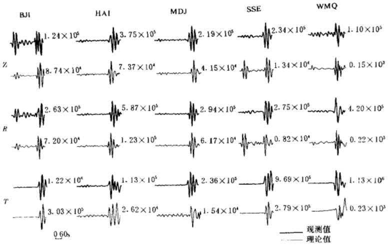


图4　澜沧-耿马 M_S7.6地震观测地震图与理论地震图的全波列比较.

垂线所示的波列如图3a，b所示

线指示图 3a，b 中出现的 P 波和 S 波．图 5 用震源机制解比较了本研究结果和其它研究结果．由图 5 和表 4 可见，本研究所得结果很接近 HRVD 和 NEIC 的结果．

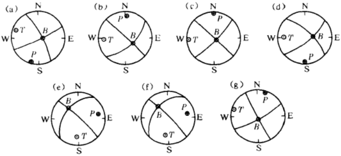


图 5　不同作者得到的澜沧-耿马 M_S7.6 地震震源机制解的比较

(a) HRVD 矩心矩张量解；(b) NEIC 矩张量解；(c) NEIC P 波初动解；(d) 本文结果；(e) 姜葵 P 波初动解；(f) 张之立，王华强 P 波初动解；(g) 陈运泰，吴大铭矩张量解

3　讨论与结论

从图 2 可以发现，澜沧-耿马 M_S7.6 地震的震源的主要分量是双力偶，但也存在相当大的非双力偶分量．非双力偶分量的存在可部分地归因于震源本身，但也可能是反演结果存在误差造成的．与数值计算有关的误差，在选择和分离震相过程中造成的震相畸变及随机噪声本身也在反演结果中引入明显的非剪切分量．噪声的作用主要是造成震源时间函数的形状发生畸变．吴忠良等(1994)研究了反演结果中随机噪声的作用，并指出，它可能将人为的非双力偶分量引入反演结果．别的误差来源可能是计算理论地震图时选择了不正确的震源深度，这可能造成震源时间函数发生畸变，并给反演结果引入非双力偶分量(Christensen，Ruff，1985；许力生，陈运泰，1997)．本反演结果显示了比较简单的、持续时间为 15 s 的震源时间函数，与其它研究结果(Chen，Wu，1989；Mozaffari 等，1998)相一致．

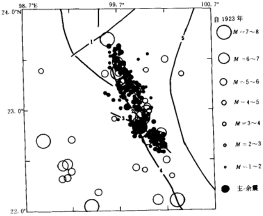


图 6　澜沧-耿马 M_S7.6 地震发生后 48 小时内沿主断层的余震分布图

(1) 南汀河断裂带；(2) 澜沧-耿马断裂带；(3) 木戛断裂带；(4) 澜沧-勐海断裂带；(5) 澜沧江断裂带

从上述讨论和本研究结果可得出如下结论：澜沧-耿马地震是一次震源破裂过程比较简单、持续时间约为 15 s 的地震．这与 Mozaffari 等

(1998)用经验格林函数反褶积方法得到的结果大致相符. 震源机制的主要部分是双力偶，但也发现了非剪切分量. 最佳双力偶解是：节面Ⅰ：走向313°/倾角71°/滑动角164°；节面Ⅱ：48°/75°/20°. 标量地震矩为6.4×10^{20} N·m. 断层为具有部分逆冲成份的右旋走滑断层. 一般认为，由主震后24小时或48小时内发生的早期余震的空间分布，可确定主震破裂面的大小(Kisslinger，1997). 从图6可见，余震清楚地呈北西-南东向分布. 图6还展示了断层走向和本研究得到的断层面解. 该结果可很好地用余震分布解释，这表明本研究得到的结果是有说服力的. 根据这一结果和地质构造，我们确认走向为313°的节面为地震断层面. 这一解释与图6中的余震分布方向与断层走向相符合. 这也与张之立，王华强(1993)，俞维贤等(1991)的结果相一致. 主应力轴几乎水平地位于南-北方向. 这也与林邦慧等(1994)、马淑田，郝建国(1997)对这次地震和这一地区地震的研究结果相一致. 这些结果表明，这一地区的区域主应力方向主要受控于印度板块与欧亚板块的相互碰撞和挤压.

笔者对中国数字地震台网数据管理中心的同事为本文提供资料以及涂毅敏、许向彤先生对本研究所给予的帮助表示感谢. P. Mozaffari对德黑兰大学地球物理研究所和中国地震局为此次学习研究提供机会表示谢意.

参 考 文 献

陈培善，秦嘉政. 1991. 澜沧-耿马地震的破裂过程. 地震研究，**14**(2)：95～103

刁桂苓，于利民，李钦祖，等. 1993. 澜沧与大同地震序列破裂特征的差异. 地震地质，**15**(3)：222～228

刁桂苓，于利民，李钦祖，等. 1995. 唐山和澜沧地震序列震源区应力场的对比分析. 地震学报，**17**(3)：305～311

姜葵(主编). 1993. 1988年云南澜沧-耿马地震. 昆明：云南大学出版社，387

李立平，时建庆，谢庆茵. 1990. 澜沧-耿马地震的震源机制研究. 地震研究，**13**(3)：222～233

林邦慧，李大鹏，白武明，等. 1994. 1988澜沧-耿马地震的震源特征及其有限元模拟. 地球物理学报，**37**(5)：621～634

马淑田，郝建国. 1997. 1995年7月12日中缅边界 M_S=7.3地震的震源机制解. 地震学报，**19**(1)：107～109

倪江川. 1987. 地下爆炸和地震的矩张量反演：[学位论文]. 北京：中国地震局地球物理研究所，77

倪江川，陈运泰，王鸣，等. 1991. 云南禄劝地震部分余震的矩张量反演. 地震学报，**13**(4)：412～419

王凯，高莉萍，姚振兴，等. 1991. 澜沧-耿马地震的震源机制研究. 地球物理学报，**34**(5)：569～580

吴忠良，陈运泰，倪江川，等. 1994. 近震源宽频带记录的地震矩张量反演. 地震学报，**16**(2)：141～152

许力生，陈运泰. 1997. 震源深度误差对矩张量反演的影响. 地震学报，**19**(5)：462～470

俞维贤，侯学英，周瑞琦，等. 1991. 澜沧-耿马地震的地表破裂特征. 地震研究，**14**(3)：203～214

俞维贤，周瑞琦，侯学英，等. 1994. 澜沧-耿马地震的成因机制. 地震学报，**16**(2)：160～166

张之立，王华强. 1992. 澜沧-耿马地震序列的非均匀断裂系破裂模式及弹塑性断裂计算方法. 地震学报，**14**(4)：463～471

张之立，方兴. 1988. 研究地震破裂过程的一种新的方法及其应用. 地震学报，**10**(1)：1～10

Mozaffari P，吴忠良，陈运泰. 1998. 用经验格林函数方法研究澜沧-耿马 M_S=7.6地震的破裂过程. 地震学报，**20**(1)：1～11

Backus G E，Mulcahy M. 1976. Moment tensor and other phenomenological description of seismic sources —— I. continuous displacements. *Geophys. J R astr Soc*，**46**：341～361

Chen Y T，Wu F T. 1989. Lancang-Gengma earthquake. A preliminary report on the November 6，1988 event and its aftershocks. *EOS*，**12**：1 527～1 540

Christensen D H，Ruff L J. 1985. Analysis of the trade-off between hypocenter depth and source time function. *Bull Seism*

Soc Amer, **75**: 1 637～1 656

Gilbert F. 1970. Excitation of the normal modes of the earth by earthquake sources. *Geophys J R astr Soc*, **22**: 223～226

Gilbert F. 1973. Derivation of source parameters from low frequency spectra. *Phil Trans R Soc*, **A274**: 369～371

Gilbert F, Dziewonski A M. 1975. An application of normal mode theory to the retrieval of structural parameters and source mechanism from seismic spectra. *Phil Trans R Soc*, **A278**: 187～269

Jost M L, Herrmann R B. 1989. A student guide to and review of moment tensor. *Seism Res Lett*, **60**(2): 37～57

Kennett B L N. 1983. *Seismic Wave Propagation in Stratified Media*. Cambridge: Cambridge Unversity Press, 342

Kennett B L N, Engdahl E R. 1991. Traveltime for global earthquake location and phase identification. *Geophys J Intl*, **105**: 429～465

Kisslinger C. 1997. Aftershocks and fault-zone properties. *Advances in Geophysics*, **38**: 1～35

Langston C A. 1981. Source inversion of seismic waveforms: The Koyna, India earthquake of 13 September 1967. *Bull Seism Soc Amer*, **71**: 1～24

Patton H, Aki K. 1979. Bias in the estimate of seismic moment tensor by linear inversion method. *Geophys J R astr Soc*, **59**: 479～495

Sileny J, Panza G F, Campus P. 1992. Waveform inversion for point source moment tensor retrieval with variable epicentral depth and structure model. *Geohys J Intl*, **109**: 259～274

Sato K, Fujii Y. 1989. Source mechanism of a large scale gas outburst at Sunagawa coal mine in Japan. *Pure Appl Geophys*, **129**: 325～344

Stump B W, Johnson J R, 1977. The determination of source properties by linear inversion of seismograms. *Bull Seism Soc Amer*, **67**: 1 489～1 502

第21卷 第4期
1999年7月 (354～360)

地 震 学 报
ACTA SEISMOLOGICA SINICA

Vol. 21, No. 4
Jul., 1999

由震源机制解反演中国大陆现代构造应力场*

杜兴信 邵辉成

(中国西安 710068 陕西省地震局)

摘要 使用1920～1996年的震源机制资料，分区反演了中国现代构造应力场. 结果表明，最大主压应力 σ_1 轴在西藏高原和中国西部成近南北向，华北成近东西向. 在中国中部，σ_1 轴在北段成北北东-南南西向，中部成近东西向，南部成北北西-南南东向. 最小主压应力 σ_3 轴水平投影除在中国西部与 σ_1 轴为斜交外，大多数地方为正交. 中等主应力 σ_2 相对大小 R 值在西藏高原最低，为0.10～0.30，并很快地向东北过渡到0.60～0.90高值区. 实测和反演的断层破裂面多分成共轭的两组. 结合主应力方向和 R 值，把中国构造运动特征分为7类. 断裂类型大多数为具有中等 R 值的走滑型，主要分布在华北和中国东部以及西藏高原内部；少数为逆断型，分布在中国西部和西藏高原北缘. 正断层分布在西藏高原的南缘，相应 R 值也较小.

关键词 震源机制 平均应力场 应力方向 构造运动特征

引言

近一二十年发展起来的区域应力场反演，提供了研究区域平均应力场的重要方法(Angelier，1979；Ellsworth，1981；许忠淮，戈树谟，1984). 由于它使用的是多个断层面而不是单个断层作反演资料，因而能去除局部介质的不均匀性，突出区域应力场信息，较单个地震更能代表应力分析结果. 此外，这种方法还能计算出中等主应力相对大小 R 值[$(\sigma_2-\sigma_1)/(\sigma_3-\sigma_1)$]，在一定程度上给出了应力的量值. 这里，$\sigma_1$，$\sigma_2$ 和 σ_3 分别为最大、中等和最小主应力.

最初的区域应力场反演使用的是滑动矢量法(Ellsworth，1981)，利用的资料仅限于野外的地质断层面和断层面上的擦痕，多数地震资料因不知哪个震源机制解节面是断层面而不能作为原始数据使用. 为充分利用地震资料，一些学者通过定义断层面，使得可以利用任意震源机制解确定平均应力场. 如 Gephart 和 Forsyth(1984)定义：当两个节面围绕任一轴旋转，以达到对某一给定应力理论剪应力方向与滑动方向一致时，转角较小的节面为断层面. 换言之，由该方法可同时确定平均应力场和理论断层面.

本文首先利用具有已知断层面的地震资料研究中国平均应力场，然后利用震源机制资

* 中国地震局 95-04-04-02-03 课题资助.
1998-10-19 收到初稿，1999-02-02 收到修改稿并决定采用.

料研究中国平均应力场. 对于第 1 种情况，我们直接使用 Ellsworth(1981)的区域应力场反演方法；对于第 2 种情况，我们先由 Gephart 和 Forsyth(1984)方法确定理论断层面，然后应用确定的理论断层面，使用 Ellsworth(1981)区域应力场反演方法研究平均应力场.

中国被分成若干大小相等的子区域，每个子区域的平均应力场通过上述方法得到，从而获得整个中国的主应力场方向、R 值和断层破裂面方向等分布的特征，以及由这些因素组合反映的中国现代构造应力场特征.

1 区域平均应力场反演方法简述

区域应力场反演是根据下述假设进行的，即在研究区内应力场是均匀的，并且对于每一个断层面来说，滑动矢量是与计算的剪切应力方向同向的.

Ellsworth(1981)的区域应力场反演方法原理是，假设存在 m 个具有不同走向的断层面，作用在其中第 i 个断层面上的作用力是

$$\boldsymbol{f}_i = \boldsymbol{S} \cdot \boldsymbol{n}_i \tag{1}$$

作用在断层面上的剪切应力为

$$\boldsymbol{\tau}_i = \boldsymbol{f}_i - \boldsymbol{f}_{n_i} \cdot \boldsymbol{n}_i \tag{2}$$

这里，$\boldsymbol{f}_{n_i}=\boldsymbol{f}_i \cdot \boldsymbol{n}_i$，$\boldsymbol{S}$ 是应力张量，$\boldsymbol{n}_i$ 是断层面上的法向单位矢量. 目的是寻找一个适当的应力张量 $\boldsymbol{S}$，使其作用在每个断层面上的剪切应力 τ_i 和断层面上的滑动矢量 $\boldsymbol{u}_i$ 夹角 α_i 尽可能地小. 换言之，使

$$Q = \sum_{i=1}^{m} \cos\alpha_i \tag{3}$$

达到极大. 由于该问题是非线性的，改用下式线性问题代替之：

$$Q = \sum_{i=1}^{m} f_{u_i}^2 - \sum_{i=1}^{m} f_{b_i}^2 \tag{4}$$

这里，$\boldsymbol{f}_{u_i}$和 $\boldsymbol{f}_{b_i}$分别为 $\boldsymbol{u}_i$ 方向和 $\boldsymbol{u}_i \times \boldsymbol{n}_i$ 方向的 $\boldsymbol{f}_i$ 分量.

Gephart 和 Forsyth(1984)的区域应力场反演方法由两步组成：第 1 步用格点法搜寻由 R 值及 3 个欧勒角构成的应力张量，该张量满足

$$R = (\sigma_2 - \sigma_1)/(\sigma_3 - \sigma_1) = -(B_{13} \cdot B_{23})/(B_{12} \cdot B_{22}) \tag{5}$$

另外，为避免出现 $\boldsymbol{\tau}_i$ 和 $\boldsymbol{u}_i$ 夹角接近 180°的解，还需要考虑

$$\boldsymbol{u}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_i > 0 \tag{6}$$

这里，B_{ij}是直角坐标下的两个矢量集余弦夹角. 其中一个矢量与主应力方向有关，另一个与断层面参数有关. 对于每一个震源机制节面作围绕 3 个轴的旋转. 这 3 个轴分别与 $\boldsymbol{n}$，$\boldsymbol{u}\times\boldsymbol{n}$ 和 $\boldsymbol{u}$ 的方向平行. 每次旋转都使 $\boldsymbol{u}$ 和理论上的 τ 最终达到方向一致. 取 3 个旋转轴中转角最小的为结果. 比较两个节面旋转角，其中转角较小且满足式(6)的节面被认为是断层破裂面. 对所有地震旋转角求和，以旋转角和最小对应的应力张量为要寻找的区域平均应力场. 由于格点计算耗时大，因此步长不能取得太小，因而计算精度较低. 为此，只将其作为近似解，且以求出的平均应力场解和断层面结果作为初值，第二步继续用 Angelier(1979)的微分法求精确平均应力场解.

由上可见，Ellsworth(1981)的平均应力场反演方法，事先需知道震源机制解中哪个节

面是断层面或已知一组地质断层面及其上的滑动矢量方向，而 Gephart 和 Forsyth(1984)的平均应力场反演方法可利用任何震源机制解资料.

2 由已知断层面确定的应力场

总共有 334 次地震，可由等震线长轴方向或宏观调查资料确定其断层面(中国地震年鉴编委会，1983～1994；张诚等，1990). 这些地震大多数震级大于 5 级. 经纬度空间滑动统一取步长 2°，窗长 5°. 这样的取法既可保证较高的分区精度，又可使区内有较多地震可利用. 反演遵循 Ellsworth(1981)的区域应力场反演方法. 对那些 $\alpha>80°$的地震都予以摈弃，同时对达不到 6 个样本的区域也不作计算. 根据这种取舍原则，共有 81 个区域获得有意义的计算结果.

图 1 示出 σ_1 和 σ_3 轴方向的分布. 有意义的结果主要分布在 3 个地区：一个是夹于 98°E 和 106°E 之间的中国中部，其范围大致相当于中国的南北地震带；第 2 个是华北北部；第 3 个是中国西部(新疆地区). σ_1 轴在第 2 区和第 3 区分布较规则. 在华北，σ_1 成北东东至近东西向；在中国西部，σ_1 成近南北向；在中国中部，σ_1 方向变化较大，在其北段成北北东向，中段成近东西向，南段成北北西向. 通常，σ_3 与 σ_1 水平投影垂直，但在中国西部，二者变为斜交甚至平行.

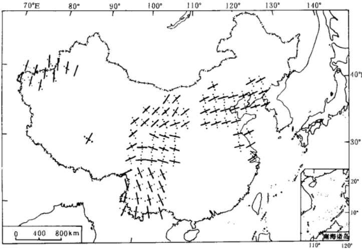


图 1 由已知断层面反演的 σ_1(实线)和 σ_3(虚线)轴方向示意图

R 值在中国中部北段最高，多数大于 0.60；在华北和中国中部南段西部一般小于 0.50；在中国西部和中国中部的东半部一般为 0.50～0.60(图 2).

断层面的主导走向在华北由西向东逐渐由北东向变为北西向，在华北中部为北东和北西向共轭分布. 在中国中部，优势断层面走向在西半部为北西和南北向，在东半部为北东和东西向. 在中国西部断层面优势走向北边为近东西向，南边为北东和北西向共轭分布.

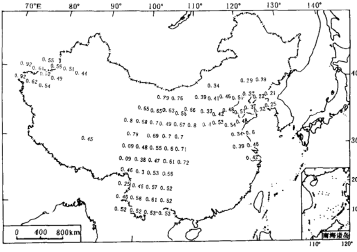


图 2　由已知断层面反演的 R 值分布示意图

3　由震源机制节面反演的应力场

总共有 885 个震源机制被用来反演区域应力场(张诚等，1990；中国地震年鉴编委会，1983～1994)．这些地震大多数发生在 1960～1990 年，震级范围为 4～7 级，它们覆盖了几乎所有中国地震带．震源机制在使用前大多进行了正确性检验．

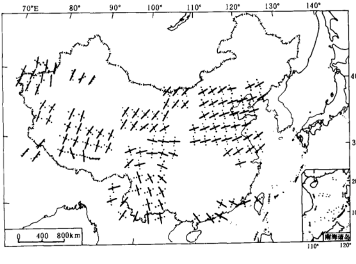


图 3　由震源机制反演的 σ_1(实线)和 σ_3(虚线)轴方向示意图

经纬度统一取窗长、步长 2°，顺序扫描整个中国．这里，第 1 步由 Gephart 和 Forsyth (1984)的反演法确定出理论断层面，第二步用获得的断层面参数和滑动矢量代入 Ellsworth (1981)的计算公式求出平均应力场．按前面的取舍原则，最后有 123 个空间单元保留平均应力场．有关结果分别示于图 3 和图 4.

σ_1 和 σ_3 轴方向分布特点类似于上节直接用断层面确定的结果(图 3)．其一方面则表明这里的分析方法是正确的；另一方面则表明，由于这里运用的地震资料较多，因而，显示出更全面更详细的中国现代构造应力场分布特点．图 4 清晰地揭示出 σ_1 轴在西藏高原成南北方向，在华南成北北西方向，且 σ_1 和 σ_3 轴水平投影大致垂直．而在用断层面资料反演应力场时，由于资料不足没有这两个地区的结果．

R 值在中国中部北段仍呈现出一个高值，为 0.6～0.9．整个西藏高原表现为一个低值区，其绝大多数小于 0.30．在华北和中国中部南段，R 值在 0.4～0.5 之间；在中国西部，R 值为 0.50～0.65；华南的计算结果较少，R 值变化在 0.23 到 0.76 之间(图 4)．

理论的断层面走向特点基本同上节，但许多没有明显的主导方向，这可能是由于小地震较多，致使规律较复杂的缘故．

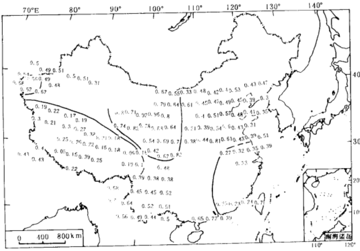


图 4　由震源机制反演的 R 值分布示意图

4　构造运动特征聚类分析

通常的构造运动特征分类只考虑应力的方向信息．由于本研究得出了反映中等主应力相对大小的 R 值，这里也将其作为参数加入聚类分析．这样，共有 σ_1 和 σ_3 走向、仰角以及 R 值等 5 个类别属性参数．对用反演断层面计算的平均应力场聚类分析结果见表 1．表 1 中下标 a 和 p 分别表示应力轴的方位和仰角．为清楚显示应力特征，表中还给出了 σ_2 的方位和仰角．

由表 1 可见，σ_1 的仰角大多小于 25°，表明在中国最大主应力基本是水平的．第 4 类的

σ_1 非常陡立(仰角 79°)，σ_2 和 σ_3 水平，代表一个正断层. 这种断层在地理上主要分布于西藏高原的南缘. 第 3，6 和 7 类的 σ_3 仰角均大于 70°，而 σ_1 和 σ_2 接近水平，反映了逆断层的特点. 它们主要分布于中国西部和西藏高原东北部. 第 5 类几乎占据了整个华北，第 2 类分布在中国中部的南段和华南，第 1 类分布在西藏高原内部和中国中部的中段，它们均有较小的 σ_1 和 σ_3 仰角和较陡的 σ_2 仰角，显示出走滑性质(图 5). 第 4 类的 R 值很小，只有 0.27，表明 σ_2 接近于 σ_1，或者 σ_3 与 σ_1 相差很大，后者是造成剪切破裂的重要原因，可能是喜马拉雅山强烈上隆致使 σ_1 增大的缘故. 第 6 类 R 值接近于 1，达 0.71. 表明 σ_2 接近于 σ_3，最大主压应力 σ_1 接近水平，其一般是由构造运动引起的. 表明该区是构造运动最活跃的地区.

表 1　用反演断层面计算的平均应力场分类特征

类别	R	σ_{1a}/(°)	σ_{1p}/(°)	σ_{3a}/(°)	σ_{3p}/(°)	σ_{2a}/(°)	σ_{2p}/(°)	No
1	0.40	33	22	126	11	241	65	36
2	0.53	134	6	45	9	258	79	22
3	0.42	21	15	40	74	289	5	5
4	0.27	129	79	94	7	3	6	5
5	0.45	74	10	164	7	289	78	38
6	0.71	120	8	133	71	29	4	10
7	0.49	163	7	119	77	254	9	4

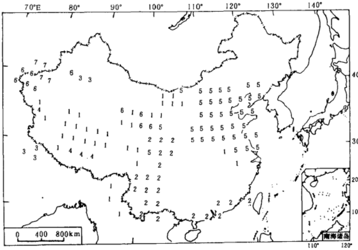


图 5　由震源机制反演的构造运动特征分布示意图

5　结论

无论用已知断层面的断层面解和用未知断层面的震源机制资料反演的中国现代构造应力场，都表现出在空间上有规律分布的特点. 在中国西部，σ_1 走向成南北向，R 值为 0.50～0.60，断层多为逆断层；在华北，σ_1 成近北东东向，R 值为 0.40～0.50，以走滑断层为

主；在中国中部，σ_1 轴在北段成北北东向，中段成近东西向，南段成北北西向．北段 R 值高于 0.60，南段低于 0.50．大多断层为走滑断层；在西藏高原，σ_1 成近南北向，R 值较低，一般小于 0.30，多数为走滑断层；在华南，σ_1 成北西向；在中国东部，σ_1 与 σ_3 水平投影垂直，在中国西部与 σ_3 斜交．正断层主要分布在西藏高原南缘．这些规律清楚地反映了太平洋板块、欧亚板块、印度洋板块和菲律宾板块对中国大陆的作用形式和作用范围．σ_1 轴方向沿西藏高原向四面辐射和在其东侧由南向北的有规律转向，表明西藏高原在印度洋板块的作用下向东北方向的挤压及其自身的顺时针旋转作用．R 值在西藏高原东北方向高达 0.6 以上，进入西藏高原后又迅速降低到小于 0.30，其突变的物理意义尚待进一步研究．

本研究表明，由多次小震节面推断的区域应力场，不仅获取的信息丰富，而且消除了局部介质不均匀因素的影响，能够较真实地反映区域应力场的平均特征．

本研究得到中国地震局地球物理研究所许忠淮教授、美国 D. I. Doser 教授的帮助，在此表示衷心地感谢．

参 考 文 献

许忠淮，阎明，赵仲和．1983．由多个小地震推断的华北地区构造应力场的方向．地震学报，**5**(3)：268～279

许忠淮，戈澍谟．1984．用滑动方向拟合法反演富蕴地震断裂带应力场．地震学报，**6**(5)：395～404

张诚，曹新玲，曲克信，等．1990．中国地震震源机制．北京：学术书刊出版社，34～191

中国地震年鉴编委会．1983～1994．中国地震年鉴．北京：地震出版社

Angelier J. 1979. Determination of the mean principal directions of stresses for a given population. *Tectonophysics*, **56**: 17～26

Ellsworth W L. 1981. A general theory for determing the state of stress in the earth from fault slip measurements. *Terra Cognita*, **2**(2): 170～171

Gephart J W, Forsyth D W. 1984. An improved method for determining the regional stress tensor using focal mechanism data: application to the San Fernando earthquake sequence. *J Geophys Res*, **89**(B11): 9 305～9 320

第 21 卷 第 4 期
1999 年 7 月 (361～366)

地 震 学 报
ACTA SEISMOLOGICA SINICA

Vol. 21, No. 4
Jul., 1999

1995 年云南武定 6.5 级地震震源断层的三维特征*

刁桂苓[1] 张四昌[1] 王绍晋[2]
龙晓帆[2] 王俊国[3]

1) 中国石家庄 050021 河北省地震局
2) 中国昆明 650041 云南省地震局
3) 中国天津 300201 天津市地震局

摘要 利用 1995 年武定 6.5 级地震序列中地震的震源分布、震源机制，从三维空间、时间进程，研究了武定地震的震源断层的空间取向、活动特征. 分析结果表明，武定地震的震源断层是隐伏在地下的 NWW 走向直立的右旋走滑断层，与极震区烈度分布一致. 虽然有大规模的 NS 向汤朗—易门活动断裂纵贯震区，武定 6.5 级主震的发生与它无关. 鉴于强震和浅表地质活断层之间关系的不确定性，需要了解地壳的深部构造. 本文提出的方法可以识别地壳深部的震源断层.

关键词 武定地震 震源机制 震源断层 深部构造

引言

地震是断层作用失稳的现象，研究地震时断层的几何形态、运动状况是地震工作的基本任务. 由于地震发生在地壳的深部，自然首先应当分析震源处的断层. 近年华北地区地壳深部勘探成果表明，存在于断陷盆地边缘的浅表地质活断层，往往与深部发生地震的断层并不连通，也就是通常所说的深浅构造不一致的问题(张四昌等，1995)，因此，不能简单地把发生地震的震源断层与震源上方的浅表构造断层等同起来. 1995 年 10 月 24 日 06 时 46 分云南省武定县发生 $M_S6.5$ 地震，主震之后发生大量余震. 我们利用地震序列的震源分布、震源机制资料，分析了震源断层的三维特征，并结合地质构造讨论了有关震源断层和活动构造的问题.

1 震中分布分析

发生强震的震源断层，不会在主震破裂错动后立即停止活动. 在震源断层面及其两侧岩体中，仍然有剩余能量的释放(或应力场调整)产生余震，从而构成地震序列. 因此，用

* 地震科学联合基金资助课题.
1998-08-12 收到初稿，1998-11-06 收到修改稿并决定采用.

序列中地震的震源位置，可以描述震源断层的产状、埋深和规模．尤其是当震源断层没有反映到地表时，震源位置在地表的投影则提供了震源断层空间展布等信息．武定地震伴随大量余震可供分析使用．取昆明遥测地震台网1995年10月24日～1996年2月1日期间武定地震序列目录中$M_L \geqslant 4$的地震，做出震中分布图(图1)．震中分布大体可以划分成NWW向和与其共轭的NNE向两个条带．4级以上地震基本都集中在条带上．NWW向条带长约30 km，宽约9 km，长轴走向N65°W；NNE向条带长约25 km，宽约7 km，长轴走向N10°E．前者比后者规模大．

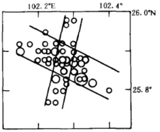


图1　武定地震序列$M_L \geqslant 4$震中分布

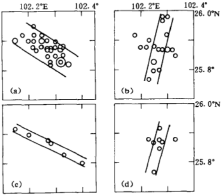


图2　武定地震序列4个时段震中分布

把地震序列划分成4个时段：①1995年10月24～30日；②1995年10月31日～11月10日；③1995年11月11～30日；④1995年12月1日～1996年2月1日．分别作出震中分布图(图2a，b，c，d)，考察地震序列震中分布图象的发展过程．图2a是前7天地震分布，地震集中在NWW向的地震条带上，主震的位置偏东．这一阶段的地震强度最高，全序列中10次5级以上的余震，此时段发生了8次．图2b则发生了变化，虽然NWW向地震条带仍有地震发生，此时段出现了NNE向地震条带．这一阶段地震的强度比前一阶段弱，有2次5级以上地震，时间持续了11天．图2c又恢复到第1阶段的形态，呈NWW向条带，几次4级以上地震可以连成一条线，而NNE向条带消失，这一阶段持续了20天．图2d又恢复到第2阶段的形态，NWW向地震条带仍有地震发生，此时段再次出现了NNE向地震条带，这一阶段持续了60余天．4个阶段的持续时间逐渐增大，强度逐渐减弱，表现出随时间衰减的过程．在形态上，第1，3阶段一致；第2，4阶段一致，随时间交替出现．NWW向条带活动强度高，以它活动为主时，NNE向条带没有地震．NNE向条带活动强度低，以它活动为主时，NWW向条带的地震仅仅是活动水平减弱而没有平息．从地震活动的强度、规模和持续时间方面看，以NWW向条带为主，NNE向条带为辅．主震的震中位置位于NWW向条带上，主震后7天之内的余震也都位于NWW向条带上，因此认为，主震和NWW向条带的关系更为密切．

2　震源剖面分析

在选取所分析的地震时，如把地震目录的震级下限降到$M_L3.0$，可使地震的数目更多

一些便于分析．考虑到 NWW 向地震条带存在于整个序列，取出图 1 中 NWW 向条带范围内的地震．由于地震目录中的深度数值是以 5 km 为一档，为了分析方便，采用乘以随机系数的方法，把深度在 5 km 的层位内展开．分别作出沿 NWW 向条带短轴、长轴的震源深度剖面，如图 3a，b 所示．图 3a 中左为 SW，右为 NE；图 3b 中左为 NW，右为 SE．在短轴方向，地震大部分集中于 5～15 km；然而 SW 一侧，在 0～5 km、15～25 km 也有一些地震发生．在长轴方向，地震密集成团，深度范围在 5～15 km，由主震向 NWW 自深而浅．主震的 SEE 方向地震离散分布．0～5 km 地震较少．

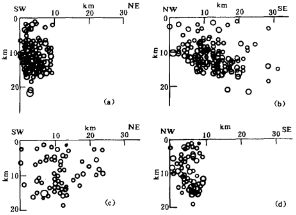


图 3　武定地震序列 NWW(a，b)和 NNE(c，d)条带震源剖面

因为 NNE 向条带仅在第 2、第 4 阶段出现，该条带上的地震就从图 2b，d 的范围中选出．采用同样的方法，分别作出沿条带长轴、短轴的震源深度剖面如图 3c，d 所示．图 3c 中左为 SW，右为 NE．图 3d 中左为 NW，右为 SE．在短轴方向，地震分布在 0～20 km；在长轴方向，地震的分布可以划分为南北两段．北段的地震少仅仅 14 次，深度范围在 0～10 km；南段的地震多达 52 次，深度范围在 0～20 km．南北两段差异明显．

3　震源机制分析

马淑田，赵薇(1997)采用矩张量反演方法给出了武定地震主震的最佳双力偶解．参数如下：

节面	走向	倾角	滑动角	应力轴	方位	仰角
I	106°	90°	180°	P	331°	0°
II	196°	90°	0°	T	61°	0°
				N	220°	90°

我们收集了武定周围 10 个地震台的地震波资料，采用理论地震图拟合直达 P 波、S 波最大振幅比的方法(梁尚鸿等，1984)，反演中小地震震源机制．最后得到 156 次 M_L3.0 以上余震的震源机制．这些地震的震中分布如图 4 所示，时间分布在 1995 年 10 月 24 日～11

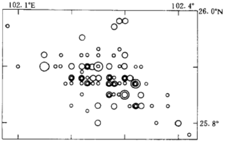


图 4 已得到震源机制解地震的震中分布

月30日. 从时空分布来看，这156次地震基本能够代表武定地震序列. 由于余震的数目比较多，难以一一比较. 因此采用震源机制解的系统聚类分析方法(刁桂苓等，1992)，以最大距离法，距离上限取120 km，把156个余震震源机制划分成7种类型. 7类解的P，T轴及其导出的平均解上半球投影，一并示于图5，相应参数列于表1. 第1，3两类差别不大，仅在NWW向高倾角的节面倾向不同. 第2类相对1,3类稍有偏转，差别也不大. 前3类机制解与主震机制解接近，故把它们作为地震序列震源机制的主要类型. 3种类型机制解的数目占全部解的5/6. 第4，6两类属于相对主要类型的反向错动. 第5，7两类属于倾向滑动，前者是正断层，后者是逆断层，属于震源区内的调整活动. 后4类机制解的数目较少，仅占1/6. 把主要类型机制解求出平均解，与主震的机制解一起绘于图6. 两相对比，仅存在极其细微的差异. 两个节面都是陡立状，走向分别是NWW和NNE向. 压应力主轴呈水平方位NNW，张应力主轴呈水平方位NEE.

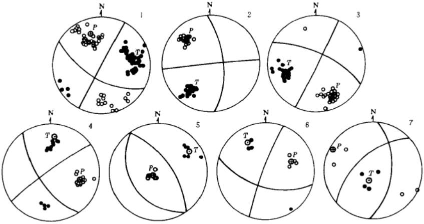


图 5 7种类型震源机制解P，T轴及其平均解上半球投影

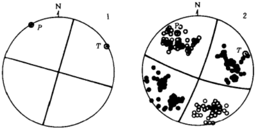


图 6 主震的机制解和余震主要类型的震源机制解平均解的上半球投影

表 1　7 种类型震源机制解平均解的应力轴和节面取向

类型	P 轴		T 轴		N 轴		节面 Ⅰ		节面 Ⅱ		机制解数目
	方位/(°)	仰角/(°)	方位/(°)	仰角/(°)	方位/(°)	仰角/(°)	走向/(°)	倾角/(°)	走向/(°)	倾角/(°)	
1	339	22	79	25	212	56	300	56	28	2	67
2	315	19	216	23	81	59	85	88	176	60	32
3	158	16	254	20	32	64	207	87	116	64	26
4	104	25	6	17	245	59	55	84	326	60	15
5	233	75	55	16	325	0	145	60	326	29	8
6	70	31	328	19	211	52	286	53	21	82	4
7	297	4	205	65	29	25	49	53	185	48	4

4　结论和讨论

大多数余震的震源机制与主震的机制解相近或相同，表明它们是在受到相同的构造应力场的作用下发生的．由此推知，武定地震周围的构造应力场的方向是：最大压应力主轴呈水平方位 NNW，最小应力主轴呈水平方位 NEE，中等压应力主轴直立；并且构造应力场的应力方向是稳定的，没有因为发生了武定地震主震而发生改变．

地震序列的条带分布恰好与主震、大多数余震的机制解的节面一致，即走向 NWW 和 NNE．剖面显示地震带是陡立状，也与节面的直立性质相同．因此，在当地构造应力场的作用下，发生在 NWW 向条带上的地震，应当属于右旋走向滑动；而发生在 NNE 向条带上的地震，应当属于左旋走向滑动．武定地震的震源断层是近于直立的 NWW 和 NNE 向共轭断层组合．由前面震源分布分析可知，NWW 向地震条带起着主导作用，并且主震之后的第 1 阶段仅有它在活动，因此判定武定 6.5 级地震的震源断层是 NWW 向的直立断层，错动性质为右旋走向滑动；而 NNE 向的直立断层，是地震序列过程中受牵动产生的活动．

由图 3b 的地震密集区分析，主震呈 NWW 向的单侧破裂．因为主震震源的 SEE 方向，余震分布离散，没有连成一体．主震震源向 NWW 方向，具有共同错动性质的大大小小的余震破裂面相互沟通，以及主震破裂面的延展，而构成一个破裂带．图 3a 显示沿 NWW 条带中心线两侧也有差异，似乎表明破裂带中间存在一个主破裂面，也就是主震震源断层面．至于图 3a 显示的 NNE 条带南北两段余震活动的强弱、埋深之间的差异，表明被在它之前破裂的 NWW 向条带切割成两段．NWW 条带的右旋滑动，使 NNE 向条带的北段挤压、南段拉张弱化，因此南段更易于活动．

据云南省地震局的地震现场考察、研究①，武定震区位于川滇南北向构造的南段，滇中断隆的中部．滇中断隆由东到西分布有小江断裂、普渡河断裂、汤朗—易门断裂、元谋—绿汁江断裂．它们呈南北向近等间距展布．汤朗—易门断裂的北段发窝—插甸断裂纵贯震区，第四纪晚更新世以来的活动性表现较为强烈．其活动方式是在垂直差异升隆运动的同时，兼有较强烈的左旋水平滑动．晚更新世以来的水平滑动量约为 500～1 000 m．NW 向断裂规模较小，延伸不长，仅仅 5～10 km．看来没有与本文分析所得到的 NWW 向震源断层相应的地表断裂．

① 云南省地震局武定地震现场指挥部，1997．1995 年武定 6.5 级地震现场考察、研究．

极震区产生的地震地表形变带规模较小，展布规律性差，受重力因素影响大. 武定地震极震区烈度达 IX 度，长轴方向约 285°，长约 28 km；短轴长 10～20 km，呈不规则的梨形. 极震区长轴的走向、规模与本文给出的 NWW 向震源断层吻合. 事实表明，武定地震没有发生在地表出露南北向的大型活动断层上，而是发生在地壳深部的 NWW 向断裂中. 武定地震破裂也没有延伸到地表. 因此看来，华北地区存在的深浅构造不一致问题，西南地区也需要研究.

地壳深部细结构探测由于技术难度大、费用高，不可能全面展开. 本研究采用的方法比较简单，既使用主震的资料，更考虑了大量余震的群体贡献. 当大量地震的震源空间分布、震源机制与地震的地表现象相互吻合时，可以认为分析结果是可靠的. 并且这个地震学与地震地质学相结合研究震源断层的方法，适宜于当前的工作状况. 我国已经布设了大量的地震台网，对于强震序列大都能取得较好的地震记录. 充分利用这些宝贵的资料，提高对地震序列震源定位的精度，补充测定大量余震的震源机制，能够对震源断层有更确切的认识. 对深入了解强震震源断层和已知地质构造之间的关系具有重要的意义.

参 考 文 献

刁桂苓，于利民，李钦祖. 1992. 震源机制解的系统聚类分析. 中国地震，**8**(3)：86～91

梁尚鸿，李幼铭，束沛镒，等. 1984. 利用区域地震台网 P、S 振幅比资料测定小地震震源参数. 地球物理学报，**27**(3)：249～257

马淑田，赵薇. 1997. 1995 年 10 月 24 日云南武定 $M_S=6.5$ 地震的震源机制解. 地震学报，**19**(3)：241～245

张四昌，赵军，刁桂苓. 1995. 华北地区震源断层与深浅构造关系的初步研究. **13**(2)：1～10

第21卷 第4期
1999年7月 (367～373)

地 震 学 报
ACTA SEISMOLOGICA SINICA

Vol. 21, No. 4
Jul., 1999

双相各向异性介质中弹性波传播特征研究*

刘 洋 李承楚

(中国北京 102200 石油大学(北京)地球科学系)

摘要 随着地震工程和能源地震勘探的深入发展，人们所遇到的地下介质愈来愈复杂. 常规的各向异性介质理论或双相各向同性介质理论难以精确描述含流体的各向异性介质，如裂缝性气藏、含水页岩等. 本文以 Biot 双相各向异性介质理论为基础，利用弹性平面波方程，推导出了任意双相各向异性介质中弹性波的 Christoffel 方程. 根据 Christoffel 方程，计算并分析了频率对双相横向各向同性介质中弹性波的相速度、衰减、双相振幅比和偏振特征的影响. 结果表明，在 4 类波(快纵波、慢纵波、快横波和慢横波)中，频率对慢纵波影响最大；当耗散很大时，快纵波、快横波和慢横波的流固相振幅比值近似为 1. 对偏振特征分析的结果表明，在双相各向异性介质中，弹性波的固相位移偏振方向与流相位移偏振方向将不再保持同向或反向，而是呈不同大小的夹角.

关键词 双相各向异性 弹性波 相速度 衰减 振幅比 偏振

引言

众所周知，地下介质广泛存在各向异性. 在地震工程和石油勘探中所遇到的各向异性，主要是由周期性的薄互层和裂隙引起的. 由于各向异性的存在，使得介质中地震波的传播变得更加复杂，最突出的特点是速度各向异性. 另一方面，由于实际地层非常复杂，它通常是由固体颗粒骨架和孔隙中的流体(油、气或水)组成的双相介质.

为了更精确地研究地震波在实际地层中的传播，本研究采用双相各向异性介质模型来描述地层. 刘银斌等(1994)曾分析柱坐标系下横向各向同性多孔介质弹性波传播特征；魏修成(1995)研究了双相各向异性介质中弹性波及耗散波理论. 研究结果表明，在双相各向异性介质中，存在 4 类弹性波，即第 1，2 类纵波和第 1，2 类横波. 本文推导出了直角坐标系下任意双相各向异性介质中的 Christoffel 方程，并对双相横向各向同性介质中的弹性波传播特征进行了计算与分析，得到了一些有益的结论.

1 双相各向异性介质中的弹性波波动方程

根据 Biot 理论(Biot，1955，1956，1962)，双相各向异性介质满足以下条件：① 固体

* 中国石油天然气总公司“九五”重点科技攻关项目资助.
1998-10-26 收到初稿，1999-01-23 收到修改稿并决定采用.

骨架是统计各向异性的；② 孔隙是连通的，孔隙内充满各向同性的、具有粘滞性和可压缩性的流体；③ 骨架和流体之间存在相对位移，流体相对固体的流动属于 Poiseuille 型流动. 因而，在双相各向异性介质中，弹性波波动方程为

$$\begin{cases}\sum\limits_{k,p,q=1}^{3}\dfrac{\partial^2(c_{ikpq}u_p)}{\partial X_k\partial X_q}+\sum\limits_{q=1}^{3}\dfrac{\partial(Q_{iq}\varepsilon)}{\partial X_q}=\dfrac{\partial^2(\rho_{11}u_i+\rho_{12}\bar{u}_i)}{\partial t^2}+\sum\limits_{p=1}^{3}b_{ip}\dfrac{\partial(u_p-\bar{u}_p)}{\partial t}\\ \sum\limits_{p,q=1}^{3}\dfrac{\partial^2(Q_{pq}u_p)}{\partial X_i\partial X_q}+\dfrac{\partial(R\varepsilon)}{\partial X_i}=\dfrac{\partial^2(\rho_{12}u_i+\rho_{22}\bar{u}_i)}{\partial t^2}-\sum\limits_{p=1}^{3}b_{ip}\dfrac{\partial(u_p-\bar{u}_p)}{\partial t}\end{cases} \tag{1}$$

其中，ε 表示流相的体应变，$\varepsilon=\sum\limits_{p=1}^{3}(\partial\bar{u}_p/\partial X_p)$，$i=1, 2, 3$；$c_{ikpq}$为固相弹性参数，$Q_{iq}$为固流耦合相弹性参数，$R$ 为流体弹性参数，b_{ip}为耗散系数；ρ_{11}，ρ_{12}和 ρ_{22}为固相、耦合相和流相的质量密度参数；u_p 为固相位移分量，$\bar{u}_p$ 为流相位移分量. 通过符号简化，则在双相各向异性介质中，可由固相弹性参数矩阵 $\boldsymbol{C}$、耦合相弹性参数矩阵 $\boldsymbol{Q}$、流相参数 R 和耗散系数矩阵 $\boldsymbol{B}$ 等弹性参数来描述. 其中，$\boldsymbol{C}$ 为 6×6 阶对称矩阵，$\boldsymbol{Q}$ 为 1×6 阶矩阵，R 为一个数，$\boldsymbol{B}$ 为 3×3 阶矩阵.

2 双相各向异性介质中的 Christoffel 方程

在双相介质中，由于弹性波是衰减波，所以平面波方程中的波数是复数. 故可令双相各向异性介质中平面波的 6 个位移分量为

$$\begin{cases}u_p=A_p\exp\{\mathrm{j}[(k_{rx}+\mathrm{j}k_{ix})x+(k_{ry}+\mathrm{j}k_{iy})y+(k_{rz}+\mathrm{j}k_{iz})z-\omega t]\\ \bar{u}_p=\bar{A}_p\exp\{\mathrm{j}[(k_{rx}+\mathrm{j}k_{ix})x+(k_{ry}+\mathrm{j}k_{iy})y+(k_{rz}+\mathrm{j}k_{iz})z-\omega t]\end{cases} \tag{2}$$

其中，p 表示 x，y，z；A_x，A_y，A_z，$\bar{A}_x$，$\bar{A}_y$ 和 $\bar{A}_z$分别表示固相和流相的位移振幅；k_{rx}，k_{ry} 和 k_{rz}分别表示圆波数 k_r在 x，y 和 z 3 个方向的分量；k_{ix}，k_{iy}和 k_{iz}分别表示振幅衰减因子 k_i 在 x，y 和 z 3 个方向的分量；ω 表示圆频率；x，y 和 z 表示空间坐标，t 表示时间；$\mathrm{j}=\sqrt{-1}$，为虚数单位. 设平面波传播的方向余弦分别为 l_x，l_y 和 l_z，则有

$$\begin{cases}l_p=k_{rp}/k_r=k_{ip}/k & k_r=(k_{rx}^2+k_{ry}^2+k_{rz}^2)^{1/2}\\ k_r=(k_{rx}^2+k_{ry}^2+k_{rz}^2)^{1/2} & v=\omega/k_r\end{cases} \tag{3}$$

利用式(2)和(3)，可以得到

$$\begin{cases}\dfrac{\partial^2u_p}{\partial q\partial s}=-(k_{rq}+\mathrm{j}k_{iq})(k_{rs}+\mathrm{j}k_{is})A_p\exp\{\cdots\}\\ \dfrac{\partial^2\bar{u}_p}{\partial q\partial s}=-(k_{rq}+\mathrm{j}k_{iq})(k_{rs}+\mathrm{j}k_{is})\bar{A}_p\exp\{\cdots\}\\ \dfrac{\partial^2u_p}{\partial t^2}=-\omega^2A_p\exp\{\cdots\} \qquad \dfrac{\partial^2\bar{u}_p}{\partial t^2}=-\omega^2\bar{A}_p\exp\{\cdots\}\\ \dfrac{\partial u_p}{\partial t}=-\mathrm{j}\omega A_p\exp\{\cdots\} \qquad \dfrac{\partial\bar{u}_p}{\partial t}=-\mathrm{j}\omega\bar{A}_p\exp\{\cdots\}\end{cases} \tag{4}$$

其中，p，q，s 表示 x，y，z；p，q，s 可相同，也可不同. $\exp\{\cdots\}$表示式(2)中的指数项，且

$$(k_{rq}+\mathrm{j}k_{iq})(k_{rs}+\mathrm{j}k_{is})=(k_rl_q+\mathrm{j}k_il_q)(k_rl_s+\mathrm{j}k_il_s)=(k_r+\mathrm{j}k_i)^2l_ql_s \tag{5}$$

将式(4)和(5)代入三维双相各向异性介质弹性波波动方程组(1)中，并化简，则有

$$\left\{\begin{bmatrix} F & G \\ G^{\mathrm{T}} & H \end{bmatrix} - \left(\frac{\omega}{k_r + \mathrm{j}k_i}\right)^2 \begin{bmatrix} \rho_{11}I + \frac{\mathrm{j}}{\omega}B & \rho_{12}I - \frac{\mathrm{j}}{\omega}B \\ \rho_{12}I - \frac{\mathrm{j}}{\omega}B & \rho_{22}I + \frac{\mathrm{j}}{\omega}B \end{bmatrix}\right\} \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \\ A_z \\ \overline{A}_x \\ \overline{A}_y \\ \overline{A}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{6}$$

这就是双相各向异性介质中的 Christoffel 方程. 其中，$\boldsymbol{I}$ 为 3×3 阶单位矩阵；$\boldsymbol{F}$ 为对称 3×3 阶矩阵，其元素 f_{11}，f_{22}，f_{33}，f_{12}，f_{13}和 f_{23}计算公式为

$$\begin{bmatrix} f_{11} \\ f_{22} \\ f_{33} \\ f_{12} \\ f_{13} \\ f_{23} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{66} & c_{55} & 2c_{16} & 2c_{56} & 2c_{15} \\ c_{66} & c_{22} & c_{44} & 2c_{26} & 2c_{24} & 2c_{46} \\ c_{55} & c_{44} & c_{33} & 2c_{45} & 2c_{34} & 2c_{35} \\ c_{16} & c_{26} & c_{45} & c_{12}+c_{66} & c_{25}+c_{46} & c_{14}+c_{56} \\ c_{15} & c_{46} & c_{35} & c_{14}+c_{56} & c_{45}+c_{36} & c_{13}+c_{55} \\ c_{56} & c_{24} & c_{34} & c_{25}+c_{46} & c_{23}+c_{44} & c_{45}+c_{36} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} l_x^2 \\ l_y^2 \\ l_z^2 \\ l_xl_y \\ l_yl_z \\ l_zl_x \end{bmatrix} \tag{7}$$

$\boldsymbol{G}$ 和 $\boldsymbol{H}$ 的表达式为

$$G = \begin{bmatrix} Q_1 & Q_6 & Q_5 \\ Q_6 & Q_2 & Q_4 \\ Q_5 & Q_4 & Q_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} l_x^2 & l_xl_y & l_xl_z \\ l_yl_x & l_y^2 & l_yl_z \\ l_zl_x & l_zl_y & l_z^2 \end{bmatrix} \qquad H = R\begin{bmatrix} l_x^2 & l_xl_y & l_xl_z \\ l_yl_x & l_y^2 & l_yl_z \\ l_zl_x & l_zl_y & l_z^2 \end{bmatrix} \tag{8}$$

3　相速度、衰减因子和偏振方向的计算方法

由于地震波的偏振向量不能为零，所以 Christoffel 方程必然存在非零解. Christoffel 方程(6)存在非零解的充要条件是其系数矩阵的行列式为零，即

$$\left|\begin{bmatrix} F & G \\ G^{\mathrm{T}} & H \end{bmatrix} - \left(\frac{\omega}{k_r + \mathrm{j}k_i}\right)^2 \begin{bmatrix} \rho_{11}I + \frac{\mathrm{j}}{\omega}B & \rho_{12}I - \frac{\mathrm{j}}{\omega}B \\ \rho_{12}I - \frac{\mathrm{j}}{\omega}B & \rho_{22}I + \frac{\mathrm{j}}{\omega}B \end{bmatrix}\right| = 0 \tag{9}$$

令

$$E = E_r + \mathrm{j}E_i = \left(\frac{\omega}{k_r + \mathrm{j}k_i}\right)^2 \tag{10}$$

则式(9)可化简为关于 E 的 6 次方程

$$a_0 + a_1E + a_2E^2 + a_3E^3 + a_4E^4 + a_5E^5 + a_6E^6 = 0 \tag{11}$$

该方程存在 4 个非零根. 求出这 4 个非零根后，代入式(10)中，即可分别求出圆波数 k_r、振幅衰减因子 k_i 和相速度 v.

$$\begin{cases} k_r = \dfrac{\omega}{\sqrt{2}}\left[\dfrac{\sqrt{E_r^2+E_i^2}+E_r}{E_r^2+E_i^2}\right]^{1/2} \qquad k_i = \dfrac{\omega}{\sqrt{2}}\dfrac{-E_i}{\left[\left(\sqrt{E_r^2+E_i^2}+E_r\right)\left(E_r^2+E_i^2\right)\right]^{1/2}} \\ v = \dfrac{\omega}{k_r} = \sqrt{2}\left[\dfrac{E_r^2+E_i^2}{\sqrt{E_r^2+E_i^2}+E_r}\right]^{1/2} \end{cases} \tag{12}$$

将 4 个非零 E 代入式(12)中，可得到 4 个相速度分别对应的圆波数 k_r、振幅衰减因子 k_i 和

相速度 v，它们分别对应快纵波(P_1)、慢纵波(P_2)、快横波(S_1)和慢横波(S_2). 将 E 值再代入 Christoffel 方程式(6)，求出非零根(A_x, A_y, A_z, $\overline{A}_x$, $\overline{A}_y$, $\overline{A}_z$)，即得到相应波的偏振向量.

4 弹性波传播特征

目前，对各向异性介质的研究主要集中于横向各向同性介质. 为此，本文将主要研究双相横向各向同性介质中弹性波的传播特征. 图 1 为双相横向各向同性介质的示意图. 该介质固相存在 5 个独立弹性参数 c_{11}, c_{13}, c_{33}, c_{44} 和 c_{66}，流相存在 1 个独立参数 R，固流耦合相存在 2 个独立参数 Q_1 和 Q_3，耗散系数可用 2 个独立参数 b_{11} 和 b_{33} 来描述，即

$$
\boldsymbol{C}=\begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{bmatrix} \quad \begin{array}{l} \boldsymbol{Q}=(Q_1,\ Q_1,\ Q_3,\ 0,\ 0,\ 0)^{\mathrm{T}} \\ \boldsymbol{B}=\begin{bmatrix} b_{11} & 0 & 0 \\ 0 & b_{11} & 0 \\ 0 & 0 & b_{33} \end{bmatrix} \end{array} \tag{13}
$$

其中，$c_{12}=c_{11}-2c_{66}$. 式(13)给出的是介质在自然坐标系 $ox_1x_2x_3$(如图 1)下的参数，经过坐标旋转后就可得到观测坐标系 $oxyz$ 中双相横向各向同性介质的参数. 在图 1 所示的观测坐标系中，该介质具有水平方向的对称轴，可简记为双相 TIH 介质. 本文下面将针对这一模型来计算分析弹性波的速度、衰减、流固相振幅比和偏振等特征.

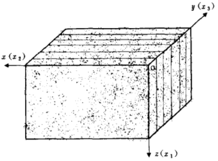


图 1 双相横向各向同性介质

为了研究双相各向异性介质中弹性波的传播特征，引入如表 1 所示的双相各向异性介质模型，该模型是在某双相各向同性模型(Dai *et al.*, 1995)中引入各向异性后得到的. 该模型为均匀双相横向各向同性介质. 在双相横向各向同性介质中，我们主要分析在对称轴面(垂直于裂隙面)的 yoz 平面内，频率对弹性波相速度、衰减、流固相振幅比和偏振的影响.

表 1 双相横向各向同性介质弹性参数

固相参数						流相参数		耦合参数			耗散参数	
c_{11}	c_{13}	c_{33}	c_{44}	c_{66}	ρ_{11}	R	ρ_{22}	Q_1	Q_3	ρ_{12}	b_{11}	b_{33}
26.4	6.11	15.6	4.38	6.84	2.17	0.33	0.191	1.14	0.95	−0.083	0.017	0.07

注：c_{ij}, R, Q_i 单位为 $10^9\ \mathrm{kg/m\cdot s^2}$；$b_{ij}$ 单位为 $10^6\ \mathrm{kg/m^3\cdot s}$；$\rho_{ij}$ 单位为 $10^3\ \mathrm{kg/m^3}$.

4.1 相速度与衰减特征

图 2 和 3 分别表示双相横向各向同性介质中 4 类弹性波相速度、衰减随频率的变化特征，其中频率从 0 Hz 变化到 20 Hz. 可以看出，当弹性波频率很小时，随着频率的增加，慢纵波的速度迅速增加并呈现速度各向异性，4 类弹性波的衰减也迅速增加；当频率增加到

一定值后，频率的变化对慢纵波的速度和 4 类弹性波衰减的影响减小，慢纵波的速度各向异性变弱.

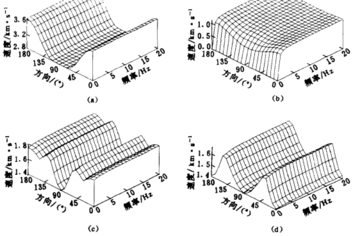


图 2　双相 TIH 介质中 4 类弹性波相速度随频率变化特征

(a) P_1 波相速度；(b) P_2 波相速度；(c) S_1 波相速度；(d) S_2 波相速度

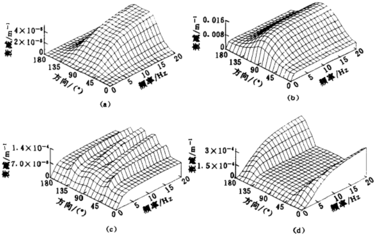


图 3　双相 TIH 介质中 4 类弹性波衰减系数随频率变化特征

(a) P_1 波衰减系数；(b) P_2 波衰减系数；(c) S_1 波衰减系数；(d) S_2 波衰减系数

4.2　流固相振幅比

图 4 和图 5 分别表示双相横向各向同性介质中 4 类弹性波的流固相振幅比变化特征，其中频率从 0 Hz 变化到 40 Hz. 可以看出，对于较小的耗散系数，当弹性波频率很小时，

频率对振幅比值影响较大；当频率增加到一定值后，频率的变化对4类弹性波振幅比值的影响很小．对于较大的耗散系数，振幅比值对频率的变化不敏感，且快纵波、快横波和慢横波的流固相振幅比值近似为1.

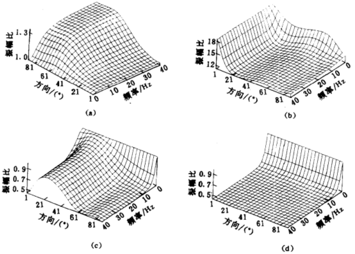


图4　双相TIH介质中4类弹性波流固相振幅比随频率变化特征($b_{11}=0.001\ 67$，$b_{33}=0.007$)

(a) P_1波流固相振幅比；(b) P_2波流固相振幅比；(c) S_1波流固相振幅比；(d) S_2波流固相振幅比

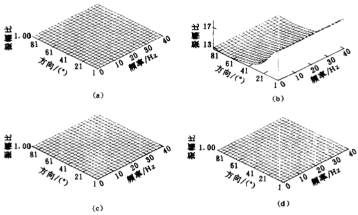


图5　双相TIH介质中4类弹性波流固相振幅比随频率变化特征($b=10$)

(a) P_1波流固相振幅比；(b) P_2波流固相振幅比；(c) S_1波流固相振幅比；(d) S_2波流固相振幅比

4.3 偏振方向

图6a～f分别为双相横向各向同性介质中快纵波和慢纵波的偏振方向随频率变化特征图，其中频率分别为1，10和50 Hz．可以看出，两类纵波的固相偏振方向和流相偏振方向不

相同．随着频率的增加，快纵波固相偏振和流相偏振方向夹角逐渐变大，快纵波、慢纵波的流相偏振方向与其传播方向之间的夹角逐渐变小．

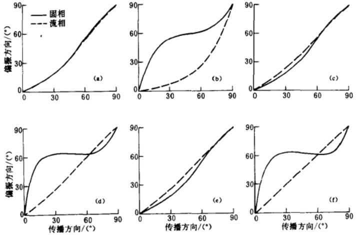


图 6　双相 TIH 介质中纵波偏振方向随频率变化特征

(a) P_1 波偏振方向($f=1$ Hz)；(b) P_2 波偏振方向($f=1$ Hz)；(c) P_1 波偏振方向($f=10$ Hz)；(d) P_2 波偏振方向($f=10$ Hz)；(e) P_1 波偏振方向($f=50$ Hz)；(f) P_2 波偏振方向($f=50$ Hz)

5　结论

本研究以双相各向异性介质理论为基础，推导出了任意双相各向异性介质中弹性波的 Christoffel 方程，并对双相横向各向同性介质中存在的 4 类波的传播特征进行了计算和分析．在能源地震勘探中，对各向异性(如定向微裂缝的走向和密度)和含流体特征(如含油、气或水等)的研究一直倍受关注，这将是我们下一步的研究工作．

参 考 文 献

刘银斌，李幼铭，吴如山．1994．横向各向同性多孔介质中的地震波传播．地球物理学报，**37**(4)：499～514

魏修成．1995．双相各向异性介质中的地震波场研究：[学位论文]．北京：北京石油大学，1～44

Biot M A. 1955. Theory of elasticity and consolidation for a porous anisotropic solid. *J Appl Phys*, **26**: 182～185

Biot M A. 1956. Theory of propagation of elastic waves in fluid-saturated porous solid, part Ⅰ: Low-frequency range. *J Acoust Soc Amer*, **28**: 168～178

Biot M A. 1962. Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media. *J Appl Phys*, **33**: 1 482～1 498

Dai N A Vafidis, Kanasewich E R. 1995. Wave propagation in heterogeneous, porous media: A velocity-stress, finite-differencemethod. *Geophysics*, **60**: 327～340

第21卷 第4期
1999年7月 (374~378)
地 震 学 报
ACTA SEISMOLOGICA SINICA
Vol. 21, No. 4
Jul., 1999

各向异性介质中的入射角、反射角和透射角*

张秉铭[1)] 董敏煜[1)] 钱忠平[2)]

1)中国北京 102200 石油大学地球科学系
2)中国河北涿州 072750 石油地球物理勘探局研究院

摘要 对各向异性介质中波动现象的数学描述，远比对各向同性介质中的数学描述要复杂得多. 这一复杂性主要来自各向异性介质中的许多物理特性，不同于各向同性介质中的物理特性. 因此，计算各向异性界面处的反射角和透射角在数学意义上变得非常复杂，各向同性介质中的Snell定律已不再适用于各向异性介质，必须加以修改. 本文发展了一种计算各向异性介质分界面处入射角、反射角和透射角的新算法，即修正后的各向异性介质中的Snell定律.

关键词 各向异性 射线 Snell定律

引言

一般而言，描述各向异性介质(除特别声明外，本文中的各向异性介质均为均匀各向异性介质)的数学公式相对较为复杂，Snell定律也不例外. 反射角和透射角的计算同样也不能再用常规的算法，Auld(1973)和Rokhlin等(1986)分别给出了直接用图解法计算各向异性介质中反射角和透射角的方法，Daley和Horn(1977, 1979)以及Slawinski(1996)得到了横向各向同性介质中和椭圆各向异性介质中的Snell定律. Auld和Rokhlin的方法虽然结果直观，但是较为繁琐，随着计算机的飞速发展，已跟不上时代的要求. 而Daley和Horn的方法仅适用于各向异性介质中的两种特例，即横向各向同性介质和椭圆各向异性介质. 本文第一作者已对上述特例中的Snell定律进行过讨论(张秉铭，1997；张秉铭等，1998). 因此，本研究试图建立适用于各向异性介质中的Snell定律，并且其还可以在各种各向异性介质中的特例中适用.

地震走时是地震图中最有用的信息之一，它的含义是地震波沿着某种路径旅行所需要的时间. 其主要取决于地球的波速结构，而与激发和接受条件以及仪器性能的关系并不密切. 这里"某种路径"在物理上称为射线，即波阵面法线方向的轨迹. 射线是几何光学中导出的概念，它是用射线长度的仿射系数来描述的. 射线追踪指的是给定震源和检波器的位置以及地下介质的波速分布，求取从震源到检波器的射线轨迹，以及弹性波从震源到检波器所需要的时间. 在几何光学近似的条件下，由费马原理可知从震源到检波器之间的射线只有一条，即射线追踪的解是唯一的. 当地震波在地下空间中传播时，遇到两种不同的均

* 1998-10-28收到初稿，1999-05-19收到修改稿并决定采用.

匀介质分界面，在此分界面上就要产生波的反射和透射，它们具有相同的射线参量，这一特性就称为 Snell 定律. 它描述了弹性分界面上入射波、反射波和透射波之间的运动学关系.

各向同性介质中的 Snell 定律是建立在均匀和理想弹性体的物理模型基础上的，而实际地下介质并非是均匀和理想的弹性体，存在着不同的岩性分界面. 这些分界面大概包含有下列几种形式：① 上下地层都为各向同性介质时的分界面；② 上覆地层为各向同性介质，而下伏地层为各向异性介质时的分界面；③ 上下地层都为各向异性介质时的分界面；④ 上覆地层为各向异性介质，而下伏地层为各向同性介质时的分界面. 分析上述 4 种分界面的特性后可以发现，只要认真分析得到第 3 种分界面处的 Snell 定律，就可以通过它得到其余各种分界面处的 Snell 定律.

我国的陆相石油储层不少是由泥岩和砂岩薄互层构成的，而泥岩和砂岩薄互层的厚度远远小于地震波的波长，从而导致地震波在其中的传播显现出各向异性特性. 裂缝裂隙型储层同样可以看作是由薄互层构成的，其对称轴与薄互层对称轴相互垂直，同样的原理，地震波在其中的传播也显现出各向异性的特性. 这样就给勘探地震学界利用各向同性假设来作各种正演和处理带来困难. 因此，研究不同性质分界面处的入射波、反射波和透射波之间的运动学关系，即新的修正后的 Snell 定律，具有十分重要的理论意义和实用价值.

1 理论

对于上下层都为各向同性介质的分界面处，入射角、反射角和透射角可以通过经典的 Snell 定律进行描述(何樵登，1985)

$$\frac{\sin\theta_i}{v_1}=\frac{\sin\theta_r}{v_1}=\frac{\sin\theta_t}{v_2} \tag{1}$$

式中，θ_i 为入射角，θ_r 为反射角，θ_t 为透射角；v_1 为上层介质的速度，v_2 为下层介质的速度. 考虑介质各向异性时，上述 Snell 定律已不再适用，射线速度与射线方向有关，虽然入射波和反射波同在同一种介质中传播，入射波的射线速度已不等于反射波的射线速度，这就意味着入射角不再等于反射角. 因此，在研究各向异性介质中的波动时，必须同时研究群速度($\boldsymbol{W}$)和相速度($\boldsymbol{V}$). 它们之间的关系如下：

$$\boldsymbol{W}\cdot\boldsymbol{K}=|\boldsymbol{V}|=v \tag{2}$$

$\boldsymbol{K}$ 为方向与 $\boldsymbol{V}$ 相同的单位矢量.

各向异性介质中的相速度定义为平面波的波峰(或波谷)传播的速度，其值定义为主频率与波数的比值；而群速度就是射线速度，即波能量传播的速度. 在各向异性介质中，速度表现出角散特性，相速度和群速度在幅度和方向上都不同. 在各向异性介质中的任意一点，其波前面上的群速度要大于相速度.

考虑两种各向异性介质由一水平界面分开，假设上半空间各向异性介质中的相慢度面和下半空间各向异性介质中的相慢度面分别为 $f(x, y, z)=a$ 和 $g(x, y, z)=b$.

因为所有的相慢度矢量(包含入射波、反射波和透射波)是同平面的. 不失一般性，我们先考虑二维空间的情况，即 xz 平面内的情况. 假设相慢度矢量为 $\boldsymbol{m}$，根据连续条件有

$$\boldsymbol{m}_i\cdot\boldsymbol{X}=\boldsymbol{m}_r\cdot\boldsymbol{X}=\boldsymbol{m}_t\cdot\boldsymbol{X}$$

其中，$\boldsymbol{X}$ 为 x 方向上的单位矢量，相慢度矢量 $\boldsymbol{m}$ 的下脚标 t，r 和 i 分别表示透射、反射和

入射. 在相慢度面上的任意点上，其射线矢量 $\boldsymbol{W}$ 都垂直于相慢度面.

根据梯度的定义，在相慢度面上

$$\boldsymbol{W}_i \mathbin{/\!/} \nabla f(x,\ y,\ z)|_{(x_i,\ y_i,\ z_i)}$$

即射线矢量 $\boldsymbol{W}$ 平行于相慢度面的梯度方向. 假设 z 坐标指向上为正，函数 f 在坐标原点取得最小值，并且单调增加，则入射射线矢量

$$\boldsymbol{W}_i = -\frac{\nabla f(x,\ y,\ z)|_{(x_i,\ y_i,\ z_i)}}{|\nabla f(x,\ y,\ z)\|_{(x_i,\ y_i,\ z_i)}} \tag{3}$$

因此，入射角(即射线矢量与坐标 z 轴之间的夹角)可通过下式求得：

$$\cos\theta_i = \boldsymbol{W}_i \cdot (-\bar{z}) = \frac{\bar{z}\cdot\nabla f(x,\ y,\ z)|_{(x_i,\ y_i,\ z_i)}}{|\nabla f(x,\ y,\ z)\|_{(x_i,\ y_i,\ z_i)}} = \frac{\left.\dfrac{\partial f}{\partial z}\right|_{(x_i,\ y_i,\ z_i)}}{|\nabla f(x,\ y,\ z)\|_{(x_i,\ y_i,\ z_i)}} \tag{4}$$

同理，我们可以分别得到反射角和透射角

$$\cos\theta_r = \boldsymbol{W}_r \cdot \bar{z} = \frac{\bar{z}\cdot\nabla f(x,\ y,\ z)|_{(x_r,\ y_r,\ z_r)}}{|\nabla f(x,\ y,\ z)\|_{(x_r,\ y_r,\ z_r)}} = \frac{\left.\dfrac{\partial f}{\partial z}\right|_{(x_r,\ y_r,\ z_r)}}{|\nabla f(x,\ y,\ z)\|_{(x_r,\ y_r,\ z_r)}} \tag{5}$$

$$\cos\theta_t = \boldsymbol{W}_t \cdot (-\bar{z}) = -\frac{\bar{z}\cdot\nabla g(x,\ y,\ z)|_{(x_t,\ y_t,\ z_t)}}{|\nabla g(x,\ y,\ z)\|_{(x_t,\ y_t,\ z_t)}} = \frac{\left.\dfrac{\partial g}{\partial z}\right|_{(x_t,\ y_t,\ z_t)}}{|\nabla g(x,\ y,\ z)\|_{(x_t,\ y_t,\ z_t)}} \tag{6}$$

上面给出了上下地层为一般各向异性介质时，分界面处的入射角、反射角和透射角的解析表达式. 下面研究上下地层为一般椭圆各向异性介质时，分界面处的 Snell 定律.

不失一般性，我们仅研究 xz 平面内的非转换波的情况. 根据椭圆各向异性介质的特性，可定义上下两层介质的相慢度分别如下：

$$f(x,\ z) = (v_x x)^2 + (v_z z)^2 = 1$$

$$g(x,\ z) = (v_x' x)^2 + (v_z' z)^2 = 1$$

因此，根据本研究中给出的各向异性介质中入射角、反射角和透射角的解析表达式，可以分别得到椭圆各向异性介质中的入射角、反射角和透射角

$$\cos\theta_i = \frac{v_z\sqrt{1-(v_x x_i)^2}}{\sqrt{v_x^4 x_i^2 + v_z^2[1-(v_x x_i)^2]}}$$

$$\cos\theta_r = \frac{v_z\sqrt{1-(v_x x_r)^2}}{\sqrt{v_x^4 x_r^2 + v_z^2[1-(v_x x_r)^2]}}$$

$$\cos\theta_t = \frac{v_z'\sqrt{1-(v_x' x_t)^2}}{\sqrt{v_x'^4 x_t^2 + v_z'^2[1-(v_x' x_t)^2]}}$$

根据上述 3 式，我们可以得到 x_i，x_r 和 x_t 的表达式为

$$x_i^2 = \frac{v_z^2(1-\cos^2\theta_i)}{v_x^4\cos^2\theta_i + v_x^2 v_z^2(1-\cos^2\theta_i)}$$

$$x_r^2 = \frac{v_z^2(1-\cos^2\theta_r)}{v_x^4\cos^2\theta_r + v_x^2 v_z^2(1-\cos^2\theta_r)}$$

$$x_t^2 = \frac{v_z'^2(1-\cos^2\theta_t)}{v_x'^4\cos^2\theta_t + v_x'^2 v_z'^2(1-\cos^2\theta_t)}$$

而连续性条件使下式成立：

$$x_i^2 = x_r^2 = x_t^2$$

将 x_i，x_r 和 x_t 分别代入上式，并整理得

$$v_x^2\left(\frac{v_x^2}{v_z^2}\mathrm{ctg}^2\theta_i + 1\right) = v_x^2\left(\frac{v_x^2}{v_z^2}\mathrm{ctg}^2\theta_r + 1\right) = v_x'^2\left(\frac{v_x'^2}{v_z'^2}\mathrm{ctg}^2\theta_t + 1\right) \tag{7}$$

这就是上下地层为一般椭圆各向异性介质时，分界面处的 Snell 定律，与上下地层为各向同性介质时的有着根本的不同. 但是当研究的介质为各向同性介质时，式(7)可以退化为各向同性介质中经典的 Snell 定律. 本研究为今后开展各向异性介质中的射线追踪提供了必要的基础.

2 实例

下面用实例展示式(7)的重要性. 假设模型由上下两层地层组成，上层地层为各向同性介质，下层地层为椭圆各向异性介质，并定义介质的各向异性度为波(包含压缩波、剪切波和转换波)在水平方向与垂直方向传播速度的相对变化率的一半. 考虑入射波为 SH 波时，各向异性度 $\gamma=+0.20$，入射角为 30°. 各层的物理特性参见图 1.

第 1 层地层 v_x=2 000 m/s v_z=2 000 m/s
第 2 层地层 v_x=3 000 m/s v_z=2 143 m/s

图 1　考虑地层椭圆各向异性模型简图

第 1 层地层 v_x=2 000 m/s v_z=2 000 m/s
第 2 层地层 v_x=3 000 m/s v_z=3 000 m/s

图 2　未考虑地层椭圆各向异性模型简图

若比较忽略下层地层的椭圆各向异性特性时(图 2)，所求出的反射角和透射角与下层地层为椭圆各向异性介质时求出的反射角和透射角的差别，分别用各向同性介质中经典的 Snell 定律和本研究中发展的椭圆各向异性介质中的 Snell 定律，求取反射角和透射角，结果参见表 1 和图 3. 图 3a 为忽略下层地层的椭圆各向异性特性时的计算结果，图 3b 为考虑下层地层的椭圆各向异性特性时的计算结果.

表 1　利用本研究发展的 Snell 定律计算得到的反射角和透射角

角的类型	忽略下层地层的椭圆各向异性特性时	考虑下层地层的椭圆各向异性特性时
入射角/(°)	30	30
反射角/(°)	30	30
透射角/(°)	48.59	68.35

从上述的计算结果可以看出，由于下层地层的椭圆各向异性特性，造成了透射角比忽略下层地层的椭圆各向异性特性时的要大近20°左右. 这一巨大的差值必将造成对下伏

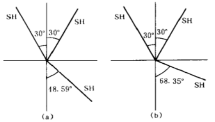


图3 忽略椭圆各向异性特性时的计算结果(a)与考虑椭圆各向异性特性时的计算结果(b)

地层进行运动学描述时的巨大误差，影响到利用射线追踪原理进行的正演和反演的结果.

3 结语

对各向异性介质中波动现象的数学描述，远比对各向同性介质中的要复杂，这一复杂性主要来自各向异性介质中的许多物理特性不同于各向同性介质中的. 因此，计算各向异性界面处的反射角和透射角，在数学意义上变得非常复杂，各向同性介质中的Snell定律已不再适用于各向异性介质中，必须加以修改. 在利用直达波走时进行的跨孔地震层析成像和利用VSP数据进行走时反演等方法中，都涉及到理论走时的计算，而理论走时的计算与地下介质体分界面处入射角、反射角和透射角的关系非常密切. 分界面处正确的反射角和透射角的计算，必将加快反演过程的收敛程度. 基于上述原因，本研究发展了一种计算各向异性介质分界面处入射角、反射角和透射角的新算法，即修正后的各向异性介质中的Snell定律. 它具有十分重要的理论意义和实用价值.

参考文献

何樵登主编. 1985. 地震勘探原理和方法. 北京：地质出版社，31～47

张秉铭. 1997. 各向异性介质中弹性波数值模拟和偏移研究：[学位论文]. 北京：中国科学院地球物理研究所，5～14

张秉铭，董敏煜，滕吉文，等. 1998. 各向异性介质中的Snell定律. 见：国家自然科学基金委员会主编. 地震各向异性学术研讨会论文集，46～48

Auld B A. 1973. *Acoustic Field and Wave in Solids*. New York, U. S. A: John Wiely and Sons, 162

Daley P F, Hron F. 1977. Reflection and transmission coefficients for transversely isotropic media. *Bull Seism Soc Amer*, **67**: 661～675

Daley P F, Hron F. 1979. Reflection and transmission coefficient for seismic waves in ellipsoidally anisotropic media. *Geophysics*, **44**: 27～38

Rokhlin S I, Bolland T K, Adler L. 1986. Reflection and refraction of elastic waves on a plane interface between two generally anisotropic media. *J Acoustic Soc Amer*, **79**: 906～918

Slawinski M A. 1996. On elastic-wave propagation in anisotropic media: reflection/refraction laws, ray tracing, and traveltime inversion: [Dissertation]. Calgary: Calgary University, 19～24

第21卷 第4期 1999年7月 (379～386)

地 震 学 报 ACTA SEISMOLOGICA SINICA

Vol. 21, No. 4 Jul., 1999

地震活动的逾渗模型及临界状态的研究*

柯善明 顾浩鼎 翟文杰

(中国沈阳 110031 辽宁省地震局)

摘要 利用现代非线性物理理论及震源理论，结合地震活动的特点，建立了地震活动的逾渗模型. 把一次大地震孕育发展的过程看做一次逾渗相变过程，应用重正化群方法处理了逾渗相变. 把逾渗相变中的相关长度为无穷大作为重正化群变换中的不动点，在不动点下计算系统的临界性质，得到了逾渗概率指数、相关长度指数等临界指数. 利用1975年海城地震以及1976年唐山地震前后的地震活动资料，对两次地震的逾渗相变过程进行了讨论.

关键词 逾渗模型 地震活动 逾渗相变 重正化群方法 临界指数

引言

在以地震预报为主要目标的传统地震活动研究中，试图通过表象上不同性质地震活动的比较，寻找某种能够识别前兆地震活动的判据来预测大地震的发生，实际情况往往令人失望. 对于大地震前的临震状态来说，虽然大地震本身的破裂过程没有本质不同，但前震活动却有很大差别. 由地震活动演化研究的结果看(顾浩鼎，孙文福，1992)，震源系统在临震状态下地震活动涨落可自行扩大的行为，意味着系统行为的不确定性和不可预测性. 这就促使我们必须利用新理论、新方法来进一步研究复杂的地震活动现象，设法绕过不可预测行为这一困难，使地震预报向着更科学和更高的层次上发展.

逾渗模型是用以描述流体在无序介质中作随机扩展和流动的一个数学模型(Broadbent，Hammersley，1957)，例如流体在多孔介质中的流动就可以用逾渗模型来描述. 假定在一个二维方形点阵上的座(键)可以被随机地占有，当占据概率达到某一临界值即逾渗阈值时，点阵上就会出现一个无限大集团，即逾渗集团. 逾渗集团由相互联结的占据座(键)组成，称为座(键)逾渗. 从物理上相变理论的角度看，当逾渗集团出现时就认为发生了一个逾渗相变，逾渗集团具有统计自相似结构，是一个典型的分形. 逾渗相变是一个二级相变，逾渗概率是逾渗相变时的序参量. 当占据概率小于逾渗阈值时，逾渗概率是恒等于零的，这时点阵上的占据座(键)相互独立，存在是无序的；当占据概率大于逾渗阈值时，点阵上出现逾渗集团，这时占据座(键)之间不再独立，而是相互关联形成有序的空间结构，点阵上从无到有地出现了长程联结性.

* 辽宁省科技基金(972016)和辽宁省地震局中青年科研基金(97-Q-02)资助课题.
1998-12-24收到初稿，1999-05-12收到修改稿，1999-05-13决定采用.

地震活动演化理论证明(顾浩鼎，孙文福，1992)，一般情况下的地震活动是无序的，从而作为与这些事件联系的震源系统也是一种无序结构. 在这样一种无序结构中的地震活动的涨落是否可以用逾渗模型描述，正是本文试图讨论的. 其实，震源系统的破裂过程与逾渗相变过程是非常相似的. 我们知道，一次大地震孕育发展的过程，就是震前活动逐步发展到余震的过程，总是要经历主震发生这一突变过程. 在一次大地震发生前，其孕育区域内的中小地震的发生具有随机性，它们的时空结构是无序的，也就是说与中小地震的发生相联系的小尺度断裂活动也是无序的. 当小尺度断裂活动的关联程度逐渐增强而达到长程关联时，大尺度的断裂活动有可能发生并产生大地震，此时震源或地震活动所代表的系统经历的就是临界状态. 基于上述思路，我们尝试利用逾渗模型来研究大地震发生前地震活动在临界状态下的特征，无疑对地震预测的研究和发展具有重要意义.

1 地震活动的逾渗模型

逾渗模型在描述系统的临界现象方面已得到了广泛应用. 地震学者曾经利用逾渗模型研究破裂连通等问题(Bebbington *et al.*, 1989; Robertson *et al.*, 1995). 最新研究成果表明，地震破裂过程的极端简化情形相当于一个键逾渗模型(Wu, 1998). 因此，我们可将空间位置相邻的中小地震活动看作键连通集团，通过逾渗阈值附近的集团分布及结构的研究，讨论系统发生逾渗相变的临界特征.

我们将一次大地震孕育发展过程所依附的地质环境作为整体的广义震源系统(顾浩鼎，孙文福，1992)，并将其模拟为由破裂强度 σ_f 的基本孕震块体组成的二维阵列. 我们可以将此过程中发生的中小地震，与基本孕震块体所发生的断裂活动联系起来. 根据岩石破碎的研究成果，可以假定基本孕震块体的破裂概率满足二次 Weibull 分布

$$p(\sigma_f \leqslant a\sigma) = p_a = 1 - \exp[-(ax)^2] \tag{1}$$

其中，$x = \sigma/\sigma_0$，σ 为作用应力，σ_0 为基本孕震块体的参考强度，a 为尺度参数. 因此 $\sigma_f < \sigma$ 的概率，即基本孕震块体的破裂概率为

$$p_1 = 1 - \exp(-x^2) \tag{2}$$

当破裂概率 p_1 达到某一临界值即逾渗阈值 p_c 时，系统就会出现一个由相互连通着的破裂基本孕震块体组成的贯穿整个阵列的无限大集团，即逾渗集团，此时系统发生了逾渗相变. 在相变时序参量是重要的物理量. 它描述了系统的有序程度，在逾渗模型中序参量为逾渗概率. 当破裂概率为 p_1 时，阵列上任一基本孕震块体属于逾渗集团的概率称为逾渗概率，写成 $p_\infty(p_1)$. 当 p_1 小于逾渗阈值 p_c 时，由于系统不存在逾渗集团，逾渗概率是恒等于零的，此时系统只存在一些有限大小的由若干破裂基本孕震块体组成的集团. 而当 p_1 大于逾渗阈值后，系统将出现逾渗集团，逾渗概率 $p_\infty(p_1)$ 会随着 p_1 的增加而很快地增大. 这表示无限大集团吞并了其它有限大小的集团，整个阵列被一个无限大集团所占领. 在逾渗阈值附近，可将逾渗概率表示为(Stanley, 1985)

$$p_\infty(p_1) \sim |p_1 - p_c|^\beta \tag{3}$$

其中，β 称为逾渗概率指数.

在逾渗相变中，另一个重要物理量是相关长度 ξ. 在我们的系统中，它是指同一集团中两个基本孕震块体之间的平均距离. 当系统的破裂概率未达到 p_c 时，系统的关联长度是有

限大小的，最大的破裂尺度就是关联长度. 在相变临界点时，由于逾渗集团的存在促使系统关联长度也趋于无穷大，即出现了长程关联，远远大于基本孕震块体的破裂将导致系统发生宏观突变. 在逾渗阈值附近，相关长度可表示为

$$\xi \sim |p_1 - p_c|^{-\nu} \tag{4}$$

其中，ν 为相关长度指数.

上面我们讨论了系统在逾渗阈值处的几个临界指数，这些量不仅描述了系统在临界状态时的特征，而且与逾渗集团的分维数有关系，可表示为(高安秀树，1986)

$$D = d - \frac{\beta}{\nu} \tag{5}$$

其中，D 为逾渗集团的分维数，d 为空间维数. 在相变临界点处，由于逾渗集团的存在，系统的分维数与逾渗集团的分维数相差很小. 随着破裂概率的增大，逾渗集团吞并了其它有限大小集团，整个系统被一个无限大集团所占领，因此，系统的分维数将逐渐向空间维数靠近.

2　利用重正化群方法研究地震活动的逾渗相变

用传统的数学方法描述一个处于临界状态的物理系统时，首先，将面临无限大自由度的困难，因为有无限多的粒子或大大小小的裂隙等等；其次，如何只用几个临界参量就可以描述系统中与不同尺度相联系的相态涨落. 重正化群方法正是在克服传统方法无法解决上述问题的基础上提出的一种简化相态涨落行为的技术. 应用这一方法，系统首先要满足无标度性要求. 对于我们面临的要描述无数同大大小小裂隙相联系的大大小小地震事件的一个广义震源系统而言，顾浩鼎等讨论过这一系统在临界点时地震活动的自行扩大涨落的行为，并证明了系统行为与破裂尺度无关（顾浩鼎，孙文福，1992；顾浩鼎，陈运泰，1997）. 事实上震源系统包容了大大小小的各种破裂尺度，从而允许使用重正化群方法. 重正化群的目的在于简化系统相态涨落行为的描述，而能获得系统在临界点状态的定量描述. 系统在发生二级相变的临界点处，它的相关长度是趋于无穷大的. 无穷大相关长度与地球介质的宏观整体破裂一致，系统具有尺度变换下的不变性即标度不变性，这时系统必然具有自相似性. 我们可以利用标度不变性求出系统在临界点处的各种临界指数.

我们选取含有 4 个方形排列的基本孕震块体为一处理单元(见图 1). 在计算中引入了单元内块体之间应力转移的机制，并假定单元内所有块体都破裂单元才破裂. 为量度由应力转移而造成的块体的破裂，使用了条件概率 $p_{a,b}$. 它表示当应力$(a-b)\sigma$被转移到具有 $b\sigma$ 应力的未破裂块体时，块体发生破裂的概率，可表示为(Smalley，Turcotte，1985)

$$p_{a,b} = \frac{p(b\sigma < \sigma_f \leqslant a\sigma)}{p(\sigma_f > b\sigma)} \tag{6}$$

通过计算可求得

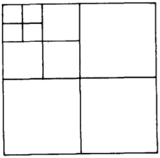


图 1　每个单元含有 4 个基本孕震块体的二维震源模型

$$p_{a,b} = \frac{p_a - p_b}{1 - p_b} \tag{7}$$

因此，我们得到新的重正化后的阵列结构，并且得到新的阵列概率 $p_1^{'}$ 与 p_1 的关系，即重正化群变换公式[请见附录公式(7)]

$$p_1^{'} = p_1^4 + 4p_1^3(p_4 - p_1) + 6p_1^2(p_2 - p_1)^2 + 12p_1^2(p_2 - p_1)(p_4 - p_2) + 4p_1(p_{4/3} - p_1)^3 + 12p_1(p_{4/3} - p_1)^2(p_4 - p_{4/3}) + 12p_1(p_{4/3} - p_1) \times (p_2 - p_{4/3})^2 + 24p_1(p_{4/3} - p_1)(p_2 - p_{4/3})(p_4 - p_2) = R(p_1) \tag{8}$$

在临界点处，重正化群变换后的相关长度仍然是无穷大，因此 $p_1 = p_c$ 是重正化群变换的不动点，式(8)可写成

$$p_c = R(p_c) \tag{9}$$

由式(9)可解出3个不动点 $p_c=0$, 0.170 7, 1. 其中 $p_c=0$, 1 是稳定不动点；$p_c=0.170\ 7$ 是不稳定不动点，是一个相变临界点.

将 $p_1^{'}$ 在临界点附近作泰勒展开

$$p_1^{'} = p_c + \lambda(p_1^{'} - p_c) + o(p_1^{'} - p_c)^2 \tag{10}$$

由式(4)得

$$\nu = \frac{\ln g}{\ln \lambda} = 0.808\ 4 \tag{11}$$

其中，$g=\xi/\xi^{'}=2$ 为重正化后相关长度的相对变化.

$$\lambda = \left(\frac{\mathrm{d}p_1^{'}}{\mathrm{d}p_1}\right)_{p_1=p_c} = 2.357$$

同样，可以求得 $\beta=0.428\ 9$.

逾渗集团在临界点的分维数可由公式(5)求得

$$D = d - \frac{\beta}{\nu} = 1.470 \tag{12}$$

以上我们利用重正化群方法，计算了地震活动的逾渗过程在逾渗阈值处的各种临界指数. 我们可以利用大地震发生前后的地震活动资料，通过临界指数来讨论大地震发生的各种临界条件.

3 震例研究

我们利用1975年海城地震与1976年唐山地震前后的地震活动资料，对地震活动的逾渗模型进行实际应用研究，定量地讨论一次大地震发生前震源系统地震活动的临界状态.

对于海城地震我们选取东经122°～124°，北纬40°～42°作为研究区域. 将研究区域划分为0.2°×0.2°的小区域作为基本孕震单元. 孕震区域和基本孕震单元的划分依赖于所选取震级的震源尺度. 选取的研究时间为地震活动开始明显增强的1970～1995年. 在计算中，我们选择震级下限为 $M_L=3.0$.

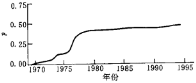


图2 海城地震逾渗相变过程的破裂概率随时间的变化曲线

我们首先计算了孕震区域内基本孕震单元的发震(基本孕震单元发生断裂活动)概率 p，

孕震单元的发震概率是发生过地震的基本孕震单元占基本孕震单元总数的百分比. 图 2 给出了 1970 年～1995 年的 p-t 图. 从图中可以看出，1975 年 2 月 p 值增大到逾渗阈值 p_c=0.170 7附近，至此，海城地震发生. 随着余震活动 p 值的迅速增大，至 1995 年 12 月 p 值已达到 0.46. 图 3 给出了逾渗阈值附近的逾渗相变图. 从图中可以看出，此时已形成了一个从上到下的由破裂基本孕震单元组成的无限大集团，即逾渗集团. 逾渗阈值附近的逾渗概率指数、相关长度指数及分维数等可由公式(3)、(4)及(5)求得，结果列于表 1.

表 1　海城地震逾渗阈值附近的数值计算结果

年-月-日	p	β	ξ	ν	D
1975-02-03	0.17	0.3315	31.70	0.4787	1.307
1975-02-03	0.18	0.4362	37.43	0.7743	1.437
1975-02-04	0.19	0.4980	37.33	0.9171	1.457
1975-02-04	0.20	0.4858	53.71	1.128	1.569
1975-02-04	0.21	0.5131	53.18	1.227	1.582

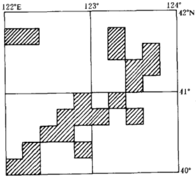


图 3　海城地震逾渗相变过程中形成的逾渗集团(p=0.20)

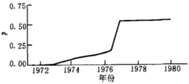


图 4　唐山地震逾渗相变过程的破裂概率随时间的变化曲线

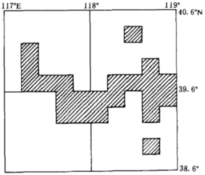


图 5　唐山地震逾渗相变过程中形成的逾渗集团(p=0.22)

对于 1976 年唐山地震，我们选取的研究范围为东经 117°～119°，北纬 38.6°～40.6°，研究时间为 1972 年 6 月～1980 年，基本孕震单元的划分和震级下限的选取与海城地震相同. 图 4 和图 5 分别给出了唐山地震的 p-t 图及逾渗相变图. 从图 4 可以看到，在 1976 年 2 月，p 值已达到逾渗阈值附近. 随着 1976 年 7 月唐山地震的发生，p 值迅速增大至 1980 年已达到的 0.54. 从图 5 可以看到，在逾渗阈值附近，形成了一个从左到右的由破裂基本孕震单元组成的逾渗集团. 逾渗阈值附近的各种临界指数等结果列于表 2.

计算结果表明，无论海城地震还是唐山地震，在逾渗相变过程中，震前地震活动在逾渗阈值附近所遵循的规律是相同的，即主震发生前地震活动的逾渗概率指数及相关长度指

数均由低值逐渐增大而跃过逾渗概率临界指数(0.428 9)及相关长度临界指数(0.808 4)，并且随着发震概率 p 的逐渐增大，逾渗集团的分维数及震源系统的相关长度也逐渐增大.

表 2 唐山地震逾渗阈值附近的数值计算结果

年-月-日	p	β	ξ	ν	D
1976-02-22	0.17	0.3315	33.25	0.4823	1.313
1976-07-28	0.18	0.4922	34.72	0.7583	1.351
1976-07-28	0.19	0.5591	36.28	0.9097	1.385
1976-07-28	0.20	0.6006	54.17	1.131	1.469
1976-07-28	0.21	0.6304	56.89	1.248	1.495
1976-07-28	0.22	0.5847	57.62	1.347	1.566

4 讨论与结论

(1) 虽然海城地震和唐山地震发生前的地震活动有着显著的差别，但它们的震前活动所遵循的规律并无明显的不同. 海城地震发生前丰富的前震活动大多发生在破裂的基本孕震单元之内，而使发震概率并无明显的增加. 对于唐山地震而言，则恰恰相反，无任何可觉察的前震活动. 但作为震源系统整体，破裂概率早在 1976 年 2 月就已达到逾渗阈值. 从这一意义讲，震源系统从 1976 年 2 月～1976 年 7 月唐山地震发生一直处于临界状态. 与海城地震比较，它们在临界点表现出涨落不同的自行扩大行为，也表现出系统行为不同的不可预测性.

(2) 通过对某区域内逾渗阈值附近的地震活动的各种临界指数的研究，我们可以对中短期内该区域是否有大地震的发生作出定量判别，为地震预报提供参考指标. 作为逾渗相变序参量的逾渗概率是相变时逾渗集团大小的量度，相关长度是系统内破裂基本孕震单元相互关联程度的量度. 因此，逾渗相变的临界指数具有明显的物理意义，它们分别达到逾渗概率和相关长度等临界指数是系统发生宏观突变的必要条件，但是宏观突变的最终发生将取决于震源系统在临界点处各种因素对涨落的影响.

(3) 在实际应用当中，我们可以选取某一研究范围 2°×2°作为研究区域，并划分 0.2°×0.2°作为基本孕震单元，以 5 年左右为研究时间段，并以一年为步长滑动来计算研究区域内的发震概率，如发震概率达到逾渗阈值并且逾渗概率指数与相关长度指数均达到临界值，我们就可以得到这一区域在中短期内将有可能发生大地震的结论. 当然，我们给出的仅是初步研究结果，还有待在今后的地震预报研究和实践中逐步充实完善.

(4) 从相变临界点附近逾渗集团的形成过程看，很容易使我们联想到以前的地震活动研究中提出的大地震发生前的有关地震活动条带和孕震空区等概念. 事实上，一个集团不断增大而在逾渗阈值附近形成逾渗集团的过程，是可以通过地震活动的条带和空区等空间几何形态的变化来实现的，逾渗相变理论将有可能成为大地震前地震条带和孕震空区的形成机制和定量化研究的理论基础.

本研究得到吴忠良教授的热情支持和帮助，在此谨表诚挚的谢意.

参 考 文 献

高安秀树著. 1986；沈步明，常子文译. 1989. 分数维. 北京：地震出版社，42～63

顾浩鼎，孙文福. 1992. 地震活动的自组织和演化. 地球物理学报，**35**(1)：25～36

顾浩鼎，陈运泰. 1997. 地震空区的物理意义和震源系统的无标度性. 见：陈运泰主编. 中国地震学研究进展. 北京：地震出版社，37～40

Stanley H E. 1985. 重正化群与渗流理论. 物理学进展，**5**(1)：1～65

Bebbington M，Vere-Jones D，Zheng X. 1989. Percolation theory：a model for rock fracture? *Geophys J Int*，**100**：215～220

Broadbent S R，Hammersley J M. 1957. Percolation processes. *Proceedings of the Cambridge Philosophical*，**53**：629～641

Robertson M C，Sammis C G，Sahimi M，*et al*. 1995. Fractal analysis of three-dimensional spatial distributions of earthquakes with a percolation interpretation. *J Geophys Res*，**100**：609～620

Smalley JR R F，Turcotte D L. 1985. A renormlization group approach to the stickslip behavior of faults. *J Geophys Res*，**90**：1 894～1 900

Wu Z L. 1998. Implications of a percolation model for earthquake"nucleation". *Geophys J Int*，**133**：104～110

附录　地震活动的逾渗相变过程中各种临界指数的计算

根据岩石破碎的研究成果，可以假定基本孕震块体的破裂概率满足二次 Weibull 分布

$$p(\sigma_f \leqslant a\sigma) = p_a = 1 - \exp[-(ax)^2] \tag{1}$$

其中，$x=\sigma/\sigma_0$，σ 为作用应力，σ_0 为基本孕震块体的参考强度，a 为尺度参数. 因此，$\sigma_f<\sigma$ 的概率，即基本孕震块体的破裂概率为

$$p_1 = 1 - \exp(-x^2) \tag{2}$$

由式(1)和式(2)得

$$p_a = 1 - (1 - p_1)^{a^2} \tag{3}$$

为量度由应力转移而造成的块体的破裂，引入条件概率 $p_{a,b}$. 它表示当应力$(a-b)\sigma$被转移到具有 $b\sigma$ 应力的未破裂块体时，块体发生破裂的概率. 由条件概率的定义得到

$$p_{a,b} = \frac{p(b\sigma < \sigma_f \leqslant a\sigma)}{p(\sigma_f > b\sigma)} \tag{4}$$

p_a 可由概率密度积分求出

$$p_a = \int_0^{a\sigma/\sigma_0} \frac{\mathrm{d}p_1}{\mathrm{d}x}\,\mathrm{d}x$$

因此

$$p(b\sigma < \sigma_f \leqslant a\sigma) = \int_{b\sigma/\sigma_0}^{a\sigma/\sigma_0} \frac{\mathrm{d}p_1}{\mathrm{d}x}\mathrm{d}x = p_a - p_b$$

$$p(\sigma_f > b\sigma) = 1 - p(\sigma_f \leqslant b\sigma) = 1 - p_b$$

因此，由式(4)得到

$$p_{a,b} = \frac{p_a - p_b}{1 - p_b} \tag{5}$$

选取含有 4 个方形排列的基本孕震块体为一处理单元. 引入单元内块体之间的已破裂块体向未破裂块体应力转移的机制，并假定单元内所有块体都破裂单元才破裂. 由此可得到重正化后的阵列概率 p_1' 与 p_1 的关系，即重正化群变换公式

$$\begin{aligned} p_1' = {} & p_1^4 + 4p_1^3(1-p_1)p_{4,1} + 6p_1^2(1-p_1)^2[p_{2,1}^2 + 2p_{2,1}(1-p_{2,1})p_{4,2}] + 4p_1(1-p_1)^3\{p_{4/3,1}^3 + \\ & 3p_{4/3,1}^2(1-p_{4/3,1})p_{4,4/3} + 3p_{4/3,1}(1-p_{4/3,1})^2[p_{2,4/3}^2 + 2p_{2,4/3}(1-p_{2,4/3})p_{4,2}]\} \end{aligned} \tag{6}$$

利用式(3)和式(5)得

$$p_1' = p_1^4 + 4p_1^3(p_4 - p_1) + 6p_1^2(p_2 - p_1)^2 + 12p_1^2(p_2 - p_1)(p_4 - p_2) + 4p_1(p_{4/3} - p_1)^3 + 12p_1(p_{4/3} - p_1)^2(p_4 - p_{4/3}) + 12p_1(p_{4/3} - p_1) \times (p_2 - p_{4/3})^2 + 24p_1(p_{4/3} - p_1)(p_2 - p_{4/3})(p_4 - p_2) = R(p_1) \tag{7}$$

其中，$R(p_1)$表示p_1的函数关系.

在临界点处，重正化群变换后的相关长度仍然是无穷大，因此，$p_1=p_c$是重正化群变换的不动点，式(7)可写成

$$p_c = R(p_c) \tag{8}$$

由式(8)可解出3个不动点$p_c=0$，0.170 7，1. 其中，$p_c=0$，1是稳定不动点；$p_c\approx0.170\ 7$是不稳定不动点，是一个相变临界点.

将p_1'在临界点附近作泰勒展开

$$p_1' = p_c + \lambda(p_1' - p_c) + o(p_1' - p_c)^2 \tag{9}$$

其中

$$\lambda = \left(\frac{\mathrm{d}p_1'}{\mathrm{d}p_1}\right)_{p_1=p_c} \approx 2.357$$

因此，由

$$p_\infty(p_1) \sim |p_1 - p_c|^\beta$$

得

$$p_\infty' \sim \lambda^\beta p_\infty$$

$$\beta = \frac{\ln g_1}{\ln\lambda} \approx 0.428\ 9 \tag{10}$$

由

$$\xi \sim |P_1 - p_c|^{-\nu}$$

得

$$\xi' \sim \lambda^{-\nu}\xi$$

$$\nu = \frac{\ln g_2}{\ln\lambda} \approx 0.808\ 4 \tag{11}$$

其中，$g_1=p_\infty'/p_\infty\approx1.444$，$g_2=\xi/\xi'=2$，分别为重正化后逾渗概率及相关长度的相对变化.

逾渗集团在临界点的分维数可由上面结果求得

$$D = d - (\beta/\nu) \approx 1.470 \tag{12}$$

其中，$d=2$为空间维数.

第21卷 第4期
1999年7月 (387～393)

地 震 学 报
ACTA SEISMOLOGICA SINICA

Vol. 21, No. 4
Jul., 1999

地震前地震活动周期谱特征及其应用*

宋治平[1) 梅世蓉[2) 尹祥础[2) 武安绪[1)
薛 艳[2) 罗贵安[3)

1) 中国北京 100080 北京市地震局
2) 中国北京 100036 中国地震局分析预报中心
3) 中国云南永善 657300 永善县地震办公室

摘要 在对最大熵谱方法进行检验的基础上，应用这一方法，通过对24次6级以上地震的地震活动增强区内地震活动度的周期谱特征进行研究，得到如下认识：① 在孕震过程中，地震活动增强区内的活动在不同阶段，表现出的周期谱不同. 正常时段的周期谱长周期与短周期并存，而震前阶段只存在短周期(平均为长周期的43%左右)，长周期消失；② 震前出现短周期的时间与震级有关. 8级地震一般为震前数十年乃至上百年，7级地震一般为30年以上，而6级地震一般为20～30年. 对于同震级地震，其出现短周期的时间还因地区的不同而不同，一般华北地区较西部地区长. 应用坚固体孕震模式对以上特征进行了初步分析，提出了运用最大熵谱方法进行强大地震的趋势预测思路，并将此思路应用于实践，对云南武定6.5级和丽江7.0级两次地震进行了预测尝试. 从而为6级以上地震的趋势预测提供了一种途径.

关键词 最大熵谱方法 坚固体孕震模式 预测

引言

在地震活动性研究中，最大熵谱方法(MEM)(Burg，1972)已成为一种常用方法. 不过，人们以往用这种方法是寻找长期地震活动过程中的优势谱成分(朱岳清，1985)；而我们运用这种方法则是想探讨孕震过程中的特定阶段，其活动性是否存在特殊的谱成分. 因此，我们将地震活动的正常期与异常期分开研究，每个时段的活动过程都作为平稳随机过程处理，研究各时段的谱成分，观察其间的优势谱成分有无明显的差异.

通过对12次8级地震的研究表明，8级地震前增强区内地震活动具有与正常时期不同的周期谱(宋治平等，1997). 为了对此方法的优越性、普适性及其应用作出回答，我们在研究8级地震的基础上，首先对最大熵谱方法进行了检验，然后补充60年代以来的11次7级多地震($7.0\leqslant M<7.8$)和1次6级地震，对不同震级的地震前地震活动周期谱特征进行归纳、解释，并应用于地震的趋势预测中，取得了一定效果.

* 地震科学联合基金会资助课题(198085).
1998-08-14收到初稿，1999-05-05收到修改稿并决定采用.

1 基本理论

1.1 最大熵谱估计

最大熵谱法的基本思想是：对所观测的有限数据以外的数据不作任何确定性假设，而仅仅假设它是随机的．在信息熵为最大的前提下，将未知的那一部分相关函数用迭代方法求出功率谱．这样由于相关函数序列长度的加长，使谱估计的误差减小，分辨率大大提高．

对于平稳随机序列$\{Xn\}$，其功率谱密度为$S(f)$．按照随机过程理论，平稳过程的自相关函数与功率谱密度之间有关，计算最大熵谱的问题就归结为求满足约束条件的自相关函数与功率谱密度的关系式．由给定数据采样求得有限个自相关函数$R(n)$ ($n\geqslant1$)，以此为约束条件，按变分原理，可求得最大熵功率谱密度$S(f)$为

$$S(f)=\frac{P_m\Delta T}{\left|1+\sum_{i=1}^{m}A_{m,i}\exp(-i2\pi f_i\Delta t)\right|^2} \tag{1}$$

其中，$A_{m,i}$为预报误差过滤系数，P_m为自回归模型参数估计的方差，m为熵谱阶数．

1.2 滤波器长度的选择

恰当选择滤波器长度尤为重要，虽方法有几种(朱岳清，1985)，但本研究采用较为常用的两个准则，即最终预报误差(FPE)准则和信息(AIC)准则提供定量依据，同时又以滤波器长度取样本数的1/3～1/2的经验性条件加以约束，这样方可确定出最佳滤波长度．

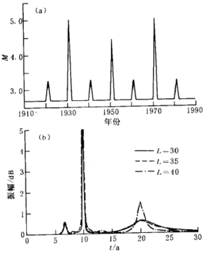


图1 最大熵谱方法检验结果

(a) 人造数据序列；(b)不同L值时人造数据的周期谱曲线

2 方法检验和地震资料处理

2.1 方法检验

为了对这种方法的优越性作出回答，我们人造了一个80年的数据序列(图1a)．其中10年周期重复了7次，20年周期重复了2次，即这一数据序列中假设了最显著周期为10年，其次为20年周期．应用式(1)给出的最大熵谱方法，分别取滤波器长度$L=30$，35，40对人造数据进行最大熵谱分析，求出其周期谱图(图1b)．由图可见，L值不同，周期谱曲线略有差异，但图中主要存在两个周期谱，另外还出现6年左右的扰动．其中10年的周期最显著，其次为20年的周期．可见，应用此方法能把假设的周期求出，并且十分理想．

2.2 地震资料处理

本研究运用了我国丰富的历史地震有感资料(谢毓寿，蔡美彪，1983)，其时间、震中和震级的处理见宋治平等(1995)．采用了谷继成(1987)提出的地震活动度S作为描述地震活动性强弱的综合性参数，即

$$S = 1.17\lg(N+1) + 0.29\lg\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}10^{1.5M_i} + 0.15M \quad (2)$$

其中，N 为地震频度，M_i 为震级，而 M 为最大震级. 因此在计算中，主要以地震活动度作为反应地震活动性的参量.

另外，对于正常阶段的选取问题，一般取孕震早期且无强大地震阶段为正常阶段. 如果不易确定无强大地震阶段时，则取资料较完整的反映孕震过程的长时段为正常时段.

3　地震活动周期谱特征

下面分别对 20 余次 6 级以上地震前地震活动度的周期谱特征进行分析. 一般情况下，震中烈度达到Ⅺ度的地震称为巨震，即 8 级以上地震均属于巨震(梅世蓉等，1996)；震级在 7 级以上而未达到巨震的地震为大震；震级在 6 级以上 7 级以下的地震为强震.

3.1　8 级地震前地震活动度的显著周期分析

梅世蓉等(1996)对中国及邻区巨震研究表明，巨震前数十年甚至上百年就形成一个地震活动增强区，因此取中国大陆及边缘地区资料较完整的 12 次巨震的地震活动增强区为研究区，时间窗为 80 年(特殊时为 40 年)，20 年滑动. 由式(2)可求出地震活动度序列，由式(1)可求出巨震前后各时间窗内的显著周期. 然后对巨震前后阶段的显著周期与正常无巨震阶段进行对比分析(宋治平等，1997).

图 2 给出了 12 次地震前与正常无巨震阶段的周期谱图. 可见，巨震前后活动增强区内

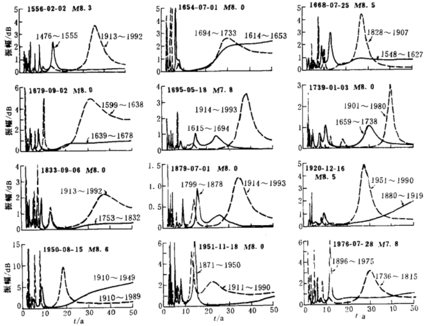


图 2　12 次巨震前正常阶段与异常阶段的周期谱. 每一小图中虚线表示正常阶段的周期谱曲线，实线表示震前异常阶段的周期谱曲线

特定阶段的谱成分与正常时期有明显差别，归纳如下：

(1) 11 次巨震前数十年地震活动皆以短周期成分为主，长周期消失，而正常时段则主要以长周期最为突出. 震前阶段的显著短周期一般为 6.5～24.3 年，每次地震的长短有别. 而正常时段的显著周期一般为 18.5～40.0 年，同样有差异. 但每次地震的震前阶段的显著周期与其正常时段相比较，其比率为 21%～75%，平均为 45%，即震前表现为短周期，并且长周期消失；而正常阶段则是长周期突出. 这是 12 次巨震表现出的一个明显规律性特征.

(2) 不同地区的显著长周期与短周期并不相同，但对于同一个地区而言，一次地震在孕育过程中，不同阶段的活动度周期谱存在明显差异.

3.2　7 级多地震前的周期谱特征

宋治平(1996)研究了本世纪 60 年代以来，中国大陆发生的资料较丰富的 11 次 7 级大震. 由于这些地震震后的时间皆不够长，因此只研究了每次地震前与正常时段的活动周期谱特征. 图 3 给出了 11 次地震前地震活动度的周期谱与正常时段的周期谱图，表明：

(1) 无大震的正常时段的活动周期谱皆以短周期与长周期并存，长周期尤为突出. 显著周期一般为 17～33 年，平均为 21 年左右.

(2) 大震前 30 年左右地震活动皆以短周期成分为主，而长周期消失. 显著周期一般为 10 余年以内，平均为 9 年.

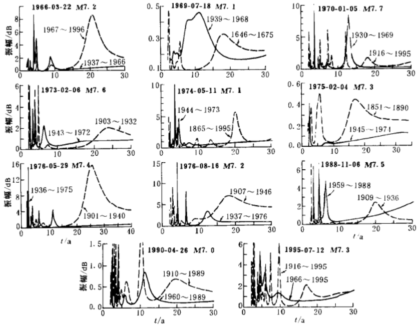


图 3　11 次 7 级大震前正常阶段与异常阶段的周期谱. 每一小图中虚线表示正常阶段的周期谱曲线，实线表示震前异常阶段的周期谱曲线

(3) 大震前的显著周期一般为正常时段的 40%左右. 宋治平(1996)研究结果表明，震前显著周期与正常时段显著周期之比最小的为 15%，最高的为 71%，而平均为 43%，即震前的显著周期与正常时段相比减少一半左右.

(4) 对于不同地区的 7 级大震，震前的长周期消失，短周期突出，这一特征具有一定共性.

3.3 大同 6.0 级地震前的周期谱特征

为了研究 6 级地震前的活动周期谱特征，以 1989 年 10 月 19 日山西大同 6.0 级地震为例进行分析. 由于在大同地震前 30 年左右出现一个环绕主震的地震活动增强区，因此研究此区内地震活动度的周期谱在孕震过程中的变化. 图 4 给出了大同地震活动增强区不同时段的周期谱.

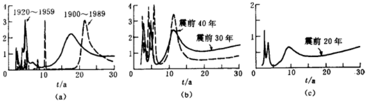


图 4　1989 年大同地震前不同阶段的周期谱

(a) 正常时段的周期谱；(b)震前 40 年(实线)和震前 30 年(虚线)的周期谱；(c)震前 20 年的周期谱

由图 4 可知，在长时间的正常时段(1900～1989 年)，其显著周期为 21.7 年；在大同地震前的一个正常时段(1920～1959 年)，其周期谱中显著周期为 17.5 年. 这两个时段的短周期皆存在. 可见，正常时段的周期谱为长周期与短周期并存，而长周期尤为突出.

在大同地震前 30 年和 40 年期间，地震活动显著周期皆为 11.4 年；而在震前 20 年，显著周期变为 9.4 年，为正常时段的 43%左右. 可见，在孕震过程中，越接近主震期间，显著周期越小.

可见，大同地震震前阶段活动周期谱以短周期为主，长周期消失；而正常时段为短周期与长周期并存. 这一特征与 7 级以上的地震在孕震过程中的特征相似.

4　地震前的周期谱特征及其物理解释

通过对 6 级、7 级以及 8 级不同震级地震的周期谱进行深入分析，可以看出：在孕震过程中，围绕主震形成一个地震活动增强区. 该区内的活动在不同阶段，其周期谱不同. 正常时段的活动周期谱为长周期与短周期并存；而震前时段只存在短周期(平均为长周期的 43%左右)，长周期消失. 巨震后一般也以短周期为主. 震前出现短周期的时间与震级有关. 对于 8 级大震一般为数十年乃至上百年，7 级地震一般为 30 年以上，而 6 级地震一般为 20～30 年. 对于同震级地震，其出现短周期的时间还因地区的不同而不同，一般华北地区较西部地区长.

震前阶段的周期谱有别于正常时段. 运用梅世蓉(1995)提出的坚固体孕震模式对此特征进行了讨论. 在孕震早期，坚固体内外的最大剪应力都不太高，整个孕震场中只出现一

定数量的中小地震，同正常时期相差不大，地震活动周期谱与正常期没有什么变化. 当坚固体外围地区发生中小地震，使外围区介质的抗剪强度有所降低. 虽然坚固体内的介质几乎未发生变化，但坚固体内外的剪切模量比则增加，因而坚固体的扰动场就随之增加，且非均匀性也增强，地震活动随之增强，表现为地震的频度增强，强度加大等等，从而使地震的周期谱变短，长周期消失，直到地震发生.

5 预测方法及实践

无论是巨震还是6级、7级地震，在孕育过程中，围绕主震形成一个地震活动增强区. 该区活动在不同孕育阶段表现出的周期谱不同，即正常时段，周期谱以长周期和短周期同时并存；震前阶段却长周期消失，主要以短周期为主. 这一特征可能是地震孕育过程中的一种表现特征. 因此，可根据地震活动周期谱特征对地震孕育所处的阶段进行估计. 具体预测思路如下：

由地震活动性确定出地震活动增强区，计算出该区地震活动参量(如地震活动度、最大震级、能量等)随时间的变化，再利用最大熵谱方法计算出不同阶段的周期谱成分，分析周期谱中长周期和短周期变化与否？从而对地震活动增强区是否进入震前阶段给出定量指标. 再结合其它指标，可作出数年尺度的趋势预测.

应用以上方法，罗贵安等(1996)对云南武定6.5级和丽江7.0级两次地震进行了预测尝试. 1995年4月，罗贵安等对川滇地区1977年1月1日～1994年12月31日的地震活动进行了分析，表明4级以上地震活动形成一个增强区，其中包含了两个空区，形成明显的环形分布. 并运用以上方法对增强区内地震活动度、最大震级和地震能量进行最大熵谱计算，综合分析预测："在此增强区(特别是环内以及环与空区的交界附近)发生6.0级以上地震的可能性很大. ……"(罗贵安等，1996). 事实上，1995年10月24日云南武定6.5级和1996年2月3日云南丽江7.0级两次地震均发生在预测区内.

6 结果与讨论

本研究应用最大熵谱方法，对20余次不同震级地震前，活动增强区内不同阶段活动周期谱进行了分析，提出震前阶段地震活动周期谱有别于正常时段，并应用坚固体孕震模式加以分析，从而提出了对地震趋势预测的思路，且进行了两次地震的趋势预测实践. 可见，基于一定物理基础的特征和预测思路的研究，对地震预测是具有一定潜力的. 但其中也存在一些有待完善的问题，如序参量的选取、地震活动增强区的确定以及不同阶段的划分等等，这些对周期谱成分都有一定影响. 在利用此方法进行预测时，必须结合地震活动性方法进行综合分析. 本文对于孕震过程中周期谱特征的理解只是初步的，尚有待应用数值模拟方法对该方法进行深入研究.

衷心感谢郑治真研究员提出的宝贵建议.

参 考 文 献

谷继成．1987．论地震活动性的定量化．中国地震，**3**(增刊)：20～27

罗贵安，宋治平，梅世蓉．1996．1974年永善7.1级地震活动异常特征及其机理探讨．地震研究，**19**(1)：1～7

梅世蓉．1995．地震前兆场物理模式与前兆时空分布机制研究(一)——坚固体孕震模式的由来与证据．地震学报，**17**(3)：273～282

梅世蓉，宋治平，薛艳．1996．我国巨大地震前地震活动环形分布图象与规律．地震学报，**18**(3)：1～10

宋治平，梅世蓉，薛艳．1995．中国地震历史资料的处理与分析．地震，**15**(1)：12～19

宋治平．1996．加卸载响应比与其它地震前兆时空演化研究及其应用：[学位论文]．北京：中国地震局地球物理研究所，1～112

宋治平，梅世蓉，武安绪，等．1997．巨震前后地震活动度的最大熵谱特征．地震学报，**19**(1)：7～12

谢毓寿，蔡美彪编著．1983．中国地震历史资料汇编，1—5卷．北京：科学出版社，2000

朱岳清．1985．地球物理频谱的信息论分析方法及地震历史序列的最大熵谱分析．中国地震，**1**(4)：16～22

Burg J P. 1972. The relationship between maximum entropy spectra and maximum likelihood spectra. *Geophysics*, **37**: 375～376

第21卷 第4期
1999年7月 (394~402)
地 震 学 报
ACTA SEISMOLOGICA SINICA
Vol. 21, No. 4
Jul., 1999

利用区域台网记录的直达、反射和折射波反演宁夏及邻区地壳P波三维速度结构*

金延龙[1] 杨明芝[1] 赵卫明[1]
施行觉[2] 许文俊[1] 李光泉[2]

1) 中国银川 750001 宁夏回族自治区地震局
2) 中国合肥 230062 中国科学技术大学

摘要 选取宁夏测震台网自70年代以来记录的1 107次地方震，共11 816条直达P波、莫霍面反射及折射波 P_M 和 Pn 资料，应用DLSQR算法同时反演震源参数和地壳三维速度结构. 在迭代计算进程的不同阶段，针对地震和射线空间分布不均匀的特点，分别对地震和射线进行加权. 多种参数和迭代控制的反演结果表明：在一定的残差水平下，走时残差的分配，在介质参数和震源参数（尤其是发震时间和震源深度）之间存在明显的折衷，所求得的解与所选取介质参数的初值在一定程度上相关联，且显示出在大致相同的区域，不同的结果有基本相同的变化特征；表层解同地层地貌关系密切，且在银川盆地与穿过盆地的人工地震剖面结果相吻合；在中下地壳存在多处速度低值区，历史强震的位置与低速区或速度梯度异常变化有一定的联系.

关键词 地壳速度层析成像 反演 DLSQR方法 非均匀性 宁夏地区

引言

用观测地震波走时推测地球内部的地震波速度结构是固体地球物理学的一个基础课题. 早先的经典方法已取得了一些重要的结果（Jeffreys, Bullen, 1940; Haddon, Bullen, 1969; Mizutani, Abe, 1972），这些结果至今仍是我们认识地球的基础知识. 近20年来，由于台阵观测和反演理论的发展及计算机的应用，对地球内部速度结构的研究在方法和资料使用上都有所突破. 如70年代中后期，Aki和Lee（1976）以及Aki等（1977）先后提出了用台阵的近震记录同时确定震源和三维速度结构，以及用远震P波残差反演台阵下地壳和上地幔三维结构的方法——地震层析成像（seismic tomography，简称ST）. Hirahara（1977）用这种方法研究了日本群岛和日本海以下直到650 km深的大尺度的三维速度结构，进一步证实了这一地区岩石层板块消减的特性. 他的结果与其它地球物理研究结果的相互印证，在一定程度上也说明了这种方法的有效性. 之后，中国学者将这一方法及改进后的方法应用于中国（金安蜀等，1980；朱天飞，刘福田，1982；朱露培等，1990；郭贵安，冯锐，1992；胥颐等，1994）.

* 1998-08-31收到初稿，1999-01-26收到修改稿，1999-03-26决定采用.

宁夏地处青藏块体、阿拉善块体和鄂尔多斯块体的交汇地带，地质结构复杂、断裂发育、新构造活动强烈、地震活动频繁，曾发生过 1739 年平罗 8.0 及 1920 年海原 8.5 级地震(图 1). 此区域呈南北狭长状，测震台站密度小，东西两侧基本上无测震台站，至今缺乏有关地壳三维速度结构的研究. 本研究利用宁夏区域测震台网自 70 年代以来的地震波走时资料，采用直达 P 波、莫霍面的反射波 P_M 及折射波 Pn 同时反演震源及宁夏和邻区速度结构，以探讨该区域三维速度结构和发生地震的深部构造背景.

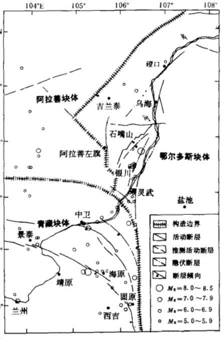


图 1 宁夏和邻区新构造图

1 反演方法

除个别研究(Nercessian *et al.*, 1984; Grand, 1987; Van der Hilst, Engdahl, 1991; Zhao *et al.*, 1992; Koch, 1993a, b)外，绝大多数地震层析成像结果使用的都是单一的直达波. 但后续震相，由于其路径不同于直达波，因此不仅含有非常重要的地球内部结构信息，且进入反演后可明显地改善震源定位尤其是深度的精度. 本研究同时使用直达 P 波、莫霍面的反射波 P_M 及折射波 Pn 进行震源和速度结构的联合反演.

在利用地震波走时重建速度图象时，取地震波的高频近似解，则由震源 i 至接收点 j 的走时可写成

$$t_{ij} = \int_{L_{ij}} \frac{1}{v} \mathrm{d}s \tag{1}$$

式中，v 为介质的地震波速度，L_{ij} 为射线路径，t_{ij} 是一个明显的沿射线路径的非线性函数，L_{ij} 和 t_{ij} 可用三维射线追踪方法求出 (Um, Thurber, 1987).

经线性、离散化，最终可形成一条件线性方程组

$$\boldsymbol{d} = \boldsymbol{G}\boldsymbol{m} + \boldsymbol{e} \tag{2}$$

其中，$\boldsymbol{d}$ 为观测走时与理论走时的残差矩阵，$\boldsymbol{G}$ 为与初始震源参数和速度结构有关的系数矩阵，$\boldsymbol{m}$ 为待求的震源参数和速度结构扰动量矩阵，$\boldsymbol{e}$ 为线性化产生的高阶小量.

由于问题本质上的非线性、观测误差的客观存在、以及震源和台站分布的局限性，式(2)通常是一个较为严重的大型稀疏病态方程组. 对此病态问题，为得到物理上有意义的解，应该用正则或预条件算法(Nolet, 1987; 唐隆基等, 1995; Nolet, 1985)，陆续发展了一些比较有效的求解方法(Aki, Lee, 1976; 金安蜀等, 1980; 朱天飞, 刘福田, 1982; Pavils, Booker, 1980; 刘福田等, 1989). 近期，为克服对大量存储空间的需求，又发展了直接求解观测方程式(2)的迭代反演技术，如数字重建技术 ART(Herman, 1980)、同步迭代重建

技术 SIRT(Humphreys, Clayton, 1988)和共轭梯度法 CG 等. 本文采用 Paige 和 Saunders (1982)提出，杨文采和杜剑澜(1994)及牛彦良等(1995)改进了的一种 CG 类型的 DLSQR 算法，即带阻尼的 LSQR 迭代算法. LSQR 方法已被许多学者应用，并被证实对求解大型地震层析成像问题非常有效.

2 反演数值模拟检验

为了检验上述反演方法和编制程序的正确性，进行以下模拟验算.

设反演介质的长、宽均为 150 km，高 45 km，水平和垂直向网格边长 a 和 b 分别为 50 km 和 15 km. 各结点速度：

当 $i \neq 2$ 时　　$v(i,j,k) = 5.0 + (k-1)0.5(\mathrm{km/s}),\ i,\ j,\ k = 1,\ 2,\ 3$

当 $i = 2$ 时　　$v(2,j,k) = 4.5 + (k-1)0.5(\mathrm{km/s}),\ j,\ k = 1,\ 2,\ 3$

即速度沿垂直向递增，X 向中间为低速夹体. 接收点分别位于 $(X_{rij},\ Y_{rij},\ 0)$ 处，其中

$$X_{rij} = (i-0.5)a \qquad Y_{rij} = (j-0.5)a,\ i,\ j = 1,\ 2,\ 3$$

9 个源点位于$(X_{sij}, Y_{sij}, 15\ \mathrm{km})$ 处，其中 X_{sij} 和 Y_{sij} 与 X_{rij}, Y_{rij} 相同.

模型的空间尺度及源的深度与实际地震的源-台站的距离及震源深度相当，但源及接收点的分布明显优于天然地震和一般的测震台网. 模拟反演参数的初始扰动要大于实际.

2.1 P 波反演

初值 v 统一取为 5.5 km/s，源参数 X_s, Y_s, Z_s 和发震时刻 t_0 分别加±15 km 和±3 s 的随机扰动. 经 10 次迭代后，走时均方残差从 1.164 1 s 降至 6.1764×10^{-4} s. 与理论值相比，源位置坐标最大误差 0.005 km. 1，2 两层速度最大相差 0.004 km/s，下层速度严重偏离真值，但这是符合逻辑的，因本例理论上对下层速度的分辨为零. 值得注意的是，如初值选择或迭代过程控制(如阻尼系数、松弛因子的选择)不适，也会造成本例向另外一个尽管不是最小点但却是可接受的解，甚至完全背离真解的方向收敛，其原因在于残差分配在速度和震源参数上的折衷(主要是速度和发震时间)，这充分说明了走时反演的非线性性质.

2.2 P+P_M 波反演

初值的选取同 P 波. 与 P 波不同的是，仅经 5 次迭代，走时均方残差就降至 3.7144×10^{-4} s. 源位置最大误差 0.003 km，结点速度(包括第 3 层)最大相差 0.001 km/s.

2.3 P+Pn 波反演

速度初值统一取为 4.5 km/s，源参数 X_s, Y_s, Z_s 和发震时刻 t_0 则分别加±10 km 和±2 s 的随机扰动. 迭代 8 次后，所有源及介质参数收敛到真解附近，走时均方残差为 $1.537\,7\times10^{-4}$ s，源位置和结点速度最大误差同 P+P_M 波算例.

上述 3 例及本文其它模拟反演算例结果表明，在一定的初值范围和适当的迭代控制下，解是稳定的；由于反射及折射波的加入，不仅提供了直达波所不能提供的深部信息，而且大大增加了对解的约束，从而使得解的唯一性程度明显提高，初值选择范围加宽，迭代过程更易于控制.

3 资料选取及反演结果

3.1 资料选取

选用宁夏测震台网自 70 年代以来记录到的发生在网内及网缘的天然地震 1 107 次，其

中直达 P 波到时 10 340 条，莫霍面反射波 336 条，莫霍面折射波 1 140 条，各次地震的射线数不少于 8 个．到时资料来自于《宁夏测震台网观测报告》①，估计由于读图以及钟差而造成的到时误差在 0.5 s 以内．资料首先用和达法进行了初检，然后利用双层地壳模型(国家地震局科技监测司，1989)重新定位，并据此对一些明显的错误进行了复核．因选取地震的时间较长，不同时间台网台站的数量和部分台站的位置均有变化．图 2 给出了 1970～1996 年间的宁夏测震台网总体分布．用于反演的地震分布见图 3.

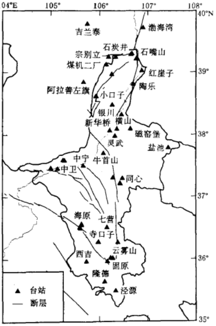


图 2　宁夏测震台网分布图

3.2　模型的参数化及初值的选取

采用直角坐标系，换算原点为北纬 38°，东经 106°．z 轴以海拔高度 $h=0$ 为零点，向下为正．以水平向 50 km、垂直向 5 km 的尺度将研究区(35°N～41°N，103°E～108°E，$z=-2.5\sim47.5$ km)划分为 1 560 个矩形块体.

根据国家地震局科技监测司(1989)和王周元(1984)的研究，以及通过宁夏南部(张少泉等，1985 年)和中北部(国家地震局地学断面编制委员会，1992 年)的两条北西向人工地震剖面，综合考虑并经试算选择垂直向变化的一维速度初值，上地幔顶部速度取 $v_m=8.09$ km/s，莫霍面深度则在 $h_M=40\sim50$ km 范围内选取多组值进行计算并比较结果．震源参数初值取自宁夏地震观测报告．对无深度的资料，令 $h=15.0$ km.

3.3　计算过程

考虑到地震空间分布的不均匀性较强，在迭代计算时，先后对各地震和各条射线在方程组中的作用进行权重分配，以尽可能减轻由于对某些块体约束过分而造成的对其它块体信息的压制．阻尼系数的选择对解的获得至关重要，本研究是通过对实际地震模拟计算试验后给出的．在初始只进行震源参数的反演，由于方程组的条件数不很高，采用较小的阻尼系数以提取较弱的深度信息，然后用相对较大的初始阻尼系数进行介质和源参数的联合反演，逐步减小阻尼以提高对解的分辨.

理论上莫霍面深度 h_M 及上地幔速度 v_M 都可和其它参数一起进行反演．但考虑到 P_M 和 Pn 资料数量较少，同时反演会加剧方程组的欠定性，使解的唯一性程度减弱而失去加入 P_M 和 Pn 波反演的意义，且计算量成倍增加，因此未对其进行同时反演．根据 P_M 和 Pn 走时对 h_M 变化比较敏感的特性，在一个合理的范围内(40～50 km)改变 h_M 进行多组反演计算，选取残差较小的 h_M 的解作为最终结果．实际上，莫霍面在小尺度上并非一个水平平

① 宁夏地震局．1970～1996．宁夏地震台网观测报告.

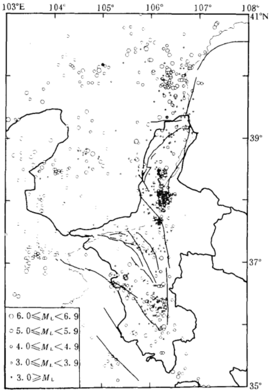


图3 用于反演的地震震中分布图

面，作水平平面近似后，会对反演结果带来一些影响，但由于浅层的强约束，影响则主要在深部.

3.4 解的可靠性分析

地震层析成像的反演结果应给出分辨和误差分析，否则结果意义不大. 在传统的矩阵反演中，可直接给出分辨及协方差矩阵，但迭代方法却不能构造这些矩阵，只能采用一些替代方法，如CRT(Humphreys, Clayton, 1988)和RRT(Zhao *et al.*, 1992)方法. 本研究应用RRT方法，将反演结果作为检验模型，计算走时并加入同实际资料相同的随机误差，然后用同样的方法进行反演. 仅仅进行几次对震源参数的单独反演，到时均方残差就可降低到给定的统计水平. 这说明如果实际数据的误差水平是0.5 s左右，则解的总体误差至少为0.2 km/s(RRT检验所给速度初值对真值的扰动). 接着进行介质和源参数的联合反演，残差进一步减小，解的相对变化及误差变大，在总残差平方和开始增大之前，个别点的误差甚至超过0.5 km/s，这缘于分辨的提高造成对解误差的放大，以及对小于实际走时残差水平解的追求. 计算解相对真解的总体趋势未变，误差上面两层明显大于下部. 主要是由于模拟误差较实际过于简单，实际误差至少不是一个单一的随机过程，比如远台和近台的到

时数据误差肯定明显不同. 由于震源深度的信息主要来自于近台，而模拟误差过程的单一化造成近台误差大，从而使深度偏离真值较大，导致浅层解的误差明显大于下部.

为验证解的稳定及可靠性，本研究在数值模拟和实际资料的反演时，均进行了不同初值、不同迭代控制过程(松弛因子和阻尼系数)和不同的介质分块尺度下的计算. 结果表明，在一定的残差水平下，尽管一方面走时残差的分配存在明显的在介质参数和震源参数(尤其是发震时间)之间的折衷，从而使所求得的解与所选取的介质参数的初值在一定程度上相关联(反射及折射波的加入，虽然有助于克服这一问题，但由于与直达 P 波相比数量较少，所以并不能从根本上解决问题)，但另一方面，又显示出在大致相同的区域不同的结果有基本相同的变化特征，因此可以认为，至少从相对变化上看本研究的结果是有意义的.

3.5 反演结果

为了对比，我们分别进行了 P 波和 $P+P_M$、P+Pn 以及 $P+P_M+Pn$ 波的反演. 从计算的射线分布情况看，P 波已能较好地控制到地下 30～40 km 处的速度，各种结果在中、上地壳基本一致. 限于篇幅以及结果的差异性不大，文中仅给出了 $P+P_M+Pn$ 波的结果.

图 4 给出了各水平切面的 P 波速度等值线. 在地表浅层(第 1，2 层，深度为－2.5～7.5 km)，速度横向不均匀性极强，变化范围为 3.4～6.7 km/s，与地质地貌关系密切. 在银川断陷盆地和西海固黄土沉积区低速特征明显，最低点分别对应于两个第三—第四纪盆地的沉积中心——其沉积厚度都较大，且银川盆地 10 km 以上的低速特征与通过该区的人工地震剖面结果相一致(国家地震局地学断面编制委员会，1992). 高速区则与基岩出露或古老地层有关，如贺兰山区、六盘山区以及牛首山-罗山地区. 其中牛首山-罗山地区高速特征最为明显，高速中心大致位于同心台(罗山)附近，这就解释了宁夏地震局测震编目人员早已发现的同心台记录的地震的震中距总是较小的现象.

第 3～5 层(深度为 7.5～22.5 km)是地震发生的优势深度，速度横向不均匀性较上部明显减弱，与地表无明显的继承性. 其中第 3 层速度变化范围为 5.5～6.5 km/s，变化零乱，仅在银川和灵武存在一范围较小的高、低速区，高低速区的交界带恰好是近代宁夏中小地震最为活跃的吴忠、灵武地区. 第 4 层波速变化范围为 5.4～6.7 km/s，从宁夏南部的泾原到西部的中卫西出现了一大范围的北西向低速条带，银川及其东北是一范围较小但速度梯度较大的低速区域. 在第 5 层，波速变化范围为 5.1～6.6 km/s，较第 4 层变化相对零乱，波速变化不大.

中下地壳(6～8 层，深度为 22.5～37.5 km)的速度变化范围为 5.8～6.7 km/s，各层都存在有一定规模、但位置不尽相同的高低速区. 在深度为 27.5～37.5 km，银川及其以南存在一 NW 向的小区域低速度区，与通过该区的人工地震剖面结果相一致.

在 9，10 两层(37.5～47.5 km)，出现了许多与下地壳壳幔边界区速度不相适应的低速区，这与选取粗糙的水平状莫霍面模型，以及考虑反、折射波传播路径较长而保留了许多高于直达 P 波误差水平的到时数据有关. 壳幔边界的低速，说明在许多区域可能估高了莫霍面深度. 另外从射线路径分布看，这两层的射线数明显少于上部地层，因此解的可靠性低于上部.

3.6 速度结构与强震分布

地震是地壳介质发生瞬间断错的产物，其发生机制应与介质的不均匀性有关. 将研究

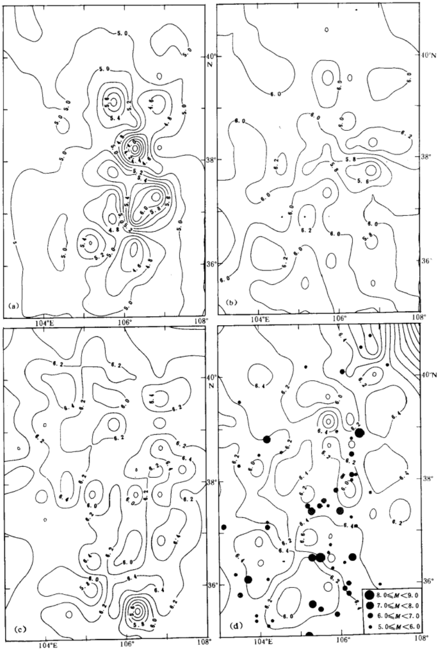


图4 水平切面上的P波速度分布

(a) h=0 km; (b) h=10 km; (c) h= 20 km; (d) h=30 km

区域的历史及现今中强地震投影到6～8层的水平切面上，可看出：研究区内的历史及现今中强地震的平面分布似乎与速度变异带有关. 6级以上强震基本分布于地壳中、下部速度高梯度区附近，但也有少数高低速交界区未发生过6级以上强震，如内蒙古阿拉善左旗的吉兰泰地区；另外，在地壳中、下部，在1920年海原8.5级地震和1739年平罗8.0级地震震中附近，都存在明显的高、低速带的交汇现象. 规模较大的高、低速带，其展布方向与大震的断裂带走向基本一致，且发生过多次6级以上地震. 此现象的产生机制，还需精度和分辨率更高的地壳三维速度反演，并结合其它地球物理反演结果进行解释和验证.

4 讨论

(1)从研究结果看，因反演问题的非线性性质，以及台站、地震空间分布的局限性，造成对源和介质参数缺乏必要的约束，因此本研究结果的相对意义要高于绝对意义；

(2)在反演中加入反射及折射波无疑带来更多的有关源及介质参数的信息，可改善解的特性，但问题是如何建立莫霍面的模型及其两侧的速度分布. 由于折射波Pn的走时不仅同莫霍面深度有关，且和其上下两侧速度有关. 当引入下地壳壳幔边界速度变化模型后，对其射线路径的追踪要困难得多. 相比之下，反射波P_M要简单得多. 因此，利用更多的P_M波资料，同时反演莫霍面形状可能是一种有希望的方法；

(3)层析图像浅层结果与地表地质地貌相一致，以及银川盆地地壳浅部(10 km以上)和深部32 km左右的低速区域同过该区的人工地震剖面结果相吻合，说明我们的层析图像是有一定意义的；

(4)研究区内的6级以上强震，绝大多数发生在地壳中、下部速度梯度带内，且两次8级以上大震发生在高、低速带的交汇区附近，表明强震的发生与速度的异常变化有一定的关系.

参 考 文 献

郭贵安，冯锐. 1992. 新丰江水库三维速度结构和震源参数的联合反演. 地球物理学报，**35**(3)：331～341

国家地震局科技监测司. 1989. 中国分区地震波走时表的研制. 北京：地震出版社，73～80

国家地震局地学断面编制委员会. 1992. 上海奉贤至内蒙古阿拉善左旗地学断面. 北京：地震出版社

金安蜀，刘福田，孙勇智. 1980. 北京地区地壳和上地幔的三维P波速度结构. 地球物理学报，**23**(2)：172～182

刘福田，李强，吴华，等. 1989. 用于速度图象重建的层析成象法. 地球物理学报，**32**(1)：46～58

牛彦良，杨文采，吴永刚. 1995. 跨孔地震CT中的逐次线性化方法. 地球物理学报，**38**(3)：378～386

唐隆基，李文，邓阳生. 1995. 关于解地球物理中病态方程的若干问题. 地球物理学报，**38**(1)：105～114

胥颐，朱介寿，刘志坚，等. 1994. 新疆天山及邻区地壳上地幔三维速度图像. 地震学报，**16**(4)：480～487

王周元. 1984. 甘肃地区分层地壳结构. 西北地震学报，**6**(3)：84～90

杨文采，杜剑澜. 1994. 层析成象新算法及其在工程检测上的应用. 地球物理学报，**37**(2)：239～244

张少泉，武利均，郭建明，等. 1985. 中国西部地区门源－平凉－渭南地震测深剖面资料的分析解释. 地球物理学报，**28**(5)：460～472

朱露培，曾融生，刘福田. 1990. 京津唐张地区地壳上地幔三维P波速度结构. 地球物理学报，**33**(3)：267～277

朱天飞，刘福田. 1982. 用地震资料测定岩石层的三维速度结构. 地球物理学报，**25**(6)：500～508

Nolet G著. 1987；王椿镛，吴宁远，刘启元等编译. 1989. 地震层析成像及应用. 北京：学术期刊出版社，38～65

Aki K, Lee W H K. 1976. Determination of three-dimensional velocity anomalies under a seismic array using first P arrival times from local earthquakes，1. A homogeneous initial model. *J Geophys Res*，**81**：4 381～4 399

Aki K, Christoffersson A, Husebye E S. 1977. Determination of the three-dimensional seismic structure of the lithosphere. *J Geophys Res*, **82**: 277~296

Grand S P. 1987. Tomographic inversion for shear velocity beneath the North American plate. *J Geophys Res*, **92**: 14 065~14 090

Haddon R A W, Bullen K E. 1969. An earth model incorporating free earth oscillation data. *Phys Earth Planet Int*, **2**: 35

Hirahara K. 1977. A large scale three-dimensional seismic structure under the Japan islands and the Sea of Japan. *J Phys Earth*, **25**: 393~417

Herman G T. 1980. *Image Reconstruction from Projections: The Fundamentals of Computerized Tomography*. New York: Academic Press, 316

Humphreys E, Clayton R W. 1988. Adaptation of back projection tomography to seismic travel time problems. *J Geophys Res*, **93**: 1 073~1 085

Jeffreys H, Bullen K E. 1940. *Seismological Tables*. London: Brit. Assoc. Gray-Milne Trust.

Koch M. 1993a. Simultaneous inversion for 3-D crustal structure and hypocentres include direct, refracted and reflected phases —— Ⅰ. Development, validation and optimal regularization of the method. *Geophys. J Int*, **112**: 385~412

Koch M. 1993b. Simultaneous inversion for 3-D crustal structure and hypocentres include direct, refracted and reflected phases —— Ⅱ. Application to the northern Rhine graben/Rhenish massif region, Germany. *Geophys J Int*, **112**: 413~427

Mizutani H, Abe K. 1972. An earth model consistent with free oscillation and surface wave data. *Phys Earth Planet Int*, **5**: 345

Nercessian A, Hirn A, Tarantola A. 1984. Three-dimensional seismic transmission prospecting of Mont Dore volcano, France. *Geophys J R Astron Soc*, **76**: 307~315

Nolet G. 1985. Solving or resolving inadequate and noisy tomographic systems. *J Comput Phys*, **61**: 463~482

Paige C C, Saunders M A. 1982. LSQR: An algorithm for sparse linear equations and sparse least squares. *Assoc Comput Math Trans Math software*, **8**: 43~71

Pavils T L, Booker J R. 1980. The mixture discrete continous inverse problerm: Application to the simultaneous determination of earthquake hypocenters and velocity structure. *J Geophys Res*, **85**: 4801~4810

Um J, Thurber C H. 1987. A fast algorithm for two-point seismic ray tracing. *Bull Seism Soc Amer*, **77**: 972~986

Van der Hilst R D, Engdahl E R. 1991. On ISA PP and pP data and their use in delay —— time tomography of the Caribbean region. *Geophys J Int*, **106**: 169~188

Zhao D, Hasegawa A, Horiuchi S. 1992. Tomographic imaging of P and S wave velocity structure beneath northeastern Japan. *J Geophys Res*, **97**: 19 909~19 928

第 21 卷 第 4 期
1999 年 7 月 (403～410)

地 震 学 报
ACTA SEISMOLOGICA SINICA

Vol. 21, No. 4
Jul., 1999

大别造山带东部地壳结构的层析成像及广角反射的地震学研究*

史大年[1)] 姜 枚[1)] 彭 聪[1)]
薛光琦[1)] 魏素花[2)]

1) 中国北京 100037 中国地质科学院矿床地质研究所
2) 中国北京 100083 中国地质大学博士后流动站

摘要 从层析成像和广角反射的角度，对大别造山带东部地震波速度结构进行了研究. 层析结果清楚地显示了大别超高压变质带下方，高速异常体顶界面的埋深在海平面下 1.5 km 左右；扇形剖面直观地显示了作为南北大别界限的水吼—五河断裂，以 45°的倾角在上地壳底界面附近向下及南西方向延伸的情况；广角反射结果中还给出了大别超高压变质岩区上地壳底界面和下地壳中界面的反射特征.

关键词 大别造山带 超高压变质带 地震层析成像 广角反射

引言

1997 年 3 月，作为国际大陆科学钻探计划(ICDP)研究工作的一部分，中德合作对大别超高压变质带进行了人工地震研究. 研究区位于安徽岳西和潜山之间，地质上位于大别造山带与郯庐断裂交汇部位(图 1). 这次实验的最大特点是:在野外施工时，兼顾了层析地震和广角反射研究的需要，在垂直深反射剖面的两端和北侧布置了若干便携地震仪，进行同期观测(图 2)，为进行多方面地震研究提供了宝贵数据.

该区之所以引起如此广泛的国际关注，是由于该区对于认识大陆碰撞和造山带演化过程有着非常重要的意义. 该区出露有世界上面积最大的超高压变质带，其榴辉岩中的柯石英和微金刚石包裹体指示其形成于 100 km 以下的深度(Hacker *et al.*, 1995). 但是，板块构造运动是如何将地壳岩石带到 100 km 以下深度，尔后又将其迅速抬升并折返到地表——这是人们认识会聚板块边界地壳深部变质作用及其地球动力学过程的关键问题. 回答这样的重大问题之前，广泛提取关于地壳深部结构的地球物理信息是十分必要的.

本次研究剖面跨过了南北大别的边界和郯庐断裂(图 1). 图 1 中，NC 为华北地块，YZ 为扬子地块，FLB 为前陆带，TLF 为郯庐断裂，NDB 为北大别地块，UHP 为超高压变质带，SDB 为南大别地块，MXF 为磨子潭—晓天断裂，XGF 为襄樊—广济断裂，SMF 为商城—麻城断裂，8 个黑点表示了 16 个 200kg 大炮点的位置. 图右半部方框为层析反演中

* 地矿部大别—胶南科学钻探选址项目资助.
1998-12-15 收到初稿，1999-04-20 收到修改稿并决定采用.

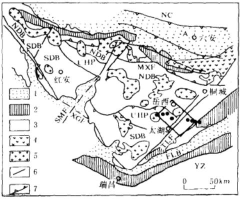


图 1 地震研究工区的区域地质背景图
1.中新生代盆地；2.古生代地层；3.元古代变质杂岩；4.晚侏罗-早白垩世火山岩；5.燕山期花岗岩；6.断层；7.重要边界断裂(地质底图引自董树文等，1998)

模型体范围(详见图 2). 人们最直接关心的问题是：地下高速体的分布、高速体顶界面的埋深，南大别超高压变质带(UHPM)和北大别高压变质带(HPM)在地震波速度结构上有无差别，其间被认为是UHPM折返界面的高温韧性剪切带的水吼—五河断裂在深部有何反映、产状如何，郯庐断裂错断了碰撞造山带，其两侧速度结构有何差别，等等. 本文试图从层析和广角反射的角度，围绕上述问题进行探索研究.

1 初至波走时反演与浅层速度结构特征

众所周知，垂直深反射由于强烈的S波、面波和地滚波影响，往往很难给出十分满意的浅层速度结构. 而初至波走时则不同，它不受上述因素的影响，所以初至波走时层析成像可以从另一个侧面，给浅层速度结构提供很好的补充信息. 另一方面，层析成像利用了更大偏移距上的地震波信息，因而对地下速度结构的绝对速度及其横向变化，有一个更好的约束.

1.1 数据及初至波走时特征

图 2 为野外地震观测炮点和台站分布图. 图中，101—272—570 为垂直深反射剖面位置；台站用小圆圈表示(100 m)；小炮点用小×字表示(50 kg)；578—758，900—957 和 808—840 为广角台站；大炮点用黑圆点表示(200 kg)；等值线为平面下 1 km 深度平面上的速度成像结果(详见图 5). 这次野外施工共投入 4 种地震仪，包括 DFS-V(120 道)、SUMMIT(96 道)、PDAS(30 台，共计 100 道)和 D562(5 台，共计 5 道). 对于大炮，层析反演中使用了上述所有 321 道记录；对于小炮，由于垂直反射剖面采用的是中间放炮两端接收方式，对于层析反演来说，有一端垂直反射台站是冗余的，为此我们舍掉了 DFS-V 数据.

为进行初至波走时分析，我们从初至清晰的 103 个小炮、11 个大炮记录中，手工提取了到时数据 12 779 个. 在初至波走时曲线图上，郯庐断裂作为一级特征，走时残差达 1 s 左右，二级异常只有其几分之一，而南北大别的反映则非常微弱(图 3). 郯庐断裂速度变化非常剧烈，从图上可以大致估计出. 郯庐断裂以东，浅层 P 波平均速度为 3.3 km/s 左右，而其以西，基本上接近 6.0 km/s. 为了拟合次级异常，尤其是为了分辨地下速度结构更细部的变化特征，确定地下高速体分布的深度，我们采用了层析成像反演的方法.

1.2 层析成像反演方法

层析成像反演中，我们采用了 Thurber(1993)方法. 模型体用三维不等间距的节点网格表示. 速度变化是连续的，节点之间速度由其周围 8 个节点上的速度，通过线形 B 样条插值给出. 正演采用弯曲法(bending). 反演则采用迭代阻尼最小二乘法.

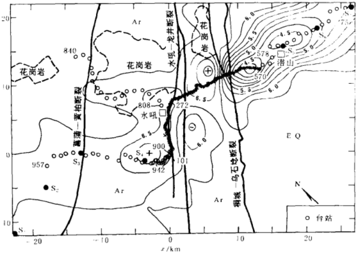


图 2　地震炮点和观测台站位置分布图

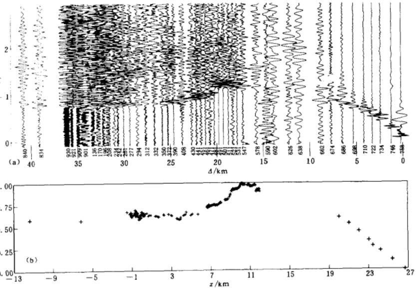


图 3　初至波走时图举例(三桥大炮 S_7)

(a) 共炮点地震图. 横坐标为炮检距，纵坐标为折合走时，地震图经过抽稀和均衡处理；(b) 提取后的走时残差曲线. 横坐标为三维反演中模型体的 x 坐标，纵坐标为实测走时与初始模型(表 1)理论走时之差

初始模型通过实验方法选取. 初步反演时，模型体选取为东西方向. 但反演结果显示，速度异常为与地表地质基本一致的北东 45°方向，为此，正式反演时我们将模型体沿逆时

针方向作了整体 45°旋转(图 1，2). 初始模型选取的另一个问题是如何给定其速度，层析反演中，速度和深度之间的折衷关系依然存在. 我们曾用整体较高速度和整体较低速度的初始模型分别进行过试验，虽然两种模型给出的结果形态基本一致，但高速初始模型给出的结果模型下部速度偏低，反之亦然，这是由于反演过程总是使经过模型体中部的主要射线得到最快最佳的拟合. 为了得到更客观的结果，我们对数据首先进行了一维反演，此时只允许速度随深度变化，并以该结果作为三维反演的初始模型(表 1).

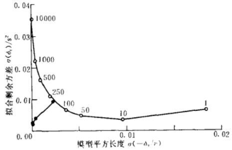


图 4　三维反演时走时拟合剩余方差与模型平方长度间的折中关系曲线. 曲线中标示的数字为一步反演中采用的阻尼系数值(单位：s²)，直线中的"○"表示实际反演中每次迭代的数据拟合残差和模型改变量的下降路径

阻尼系数是控制反演过程的一个十分关键的参数，最佳阻尼系数的选择我们采用了 Eberhart-Phillips 建议的方法和原则(Eberhart-Phillips, 1993). 图 4 显示了其结果. 反演中采用的阻尼系数初始值为曲线和直线段的交叉点，迭代过程中阻尼系数大小在保持数据拟合残差与模型改变量比率不变的条件下自动改变.

从图 4 可以看出，5 次迭代反演，使数据拟合残差从原始的 0.037 87 s²(均方根残差为 0.193 03 s)下降到了 0.002 33 s²(均方根残差为 0.047 76 s). 反演拟合了走时数据的主要特征.

表 1　三维反演初始模型

x 节点/km	27	23	19	15	12	9	6	3	0	3	7	11	15	19	23
y 节点/km	−12	−8	−4	0	4	8	12	16	22						
z 节点/km	−1.0	0.0	1.0	2.5	5.0										
v_P/km·s^{-1}	2.41	4.11	6.25	6.28	6.31										

2　层析成像反演结果

从三维层析图(图 5)上不难看到下面一些主要结果：

(1)速度截然变化的位置与地表地质给出的桐城—乌石埝断裂(TWF)一致. 郯庐断裂在地表表现为一系列断裂组成的断裂带，层析结果表明桐城—乌石埝断裂应为其中非常重要的一条.

(2)该断裂以西，海平面下 1.5 km 左右深度，见有广泛分布的高速体. 其速度值达到 6.5 km/s，明显高于大别结晶基底的平均速度 6.0 km/s(董树文等，1998；王椿镛等，1997). 从射线密度看，高速异常体得到了相当好的分辨. 不过，从层析反演角度，正是由于浅层普遍存在的高速异常体会影响其本身，特别是其上下速度结构的分辨. 这是由于对层析反演来说，十分重要的是射线的均匀分布和相互交叉. 如果地下不远深处存在有强高速层位，射线就会相对集中到该层位并沿着其界面传播，这对于反演的空间分辨能力无疑起到了破坏作用. 但是，反演给出的速度值应该是比较可信的.

(3)桐城—乌石埝断裂(TWF)以东，在 5 km 深度范围内未见到类似的高速异常体.

(4)水吼—龙井关断裂(SLF)与一个低速带相对应. 层析结果明显地分辨了该断裂，说明该断裂具有一定的规模.

(5)南北大别未见有明显的速度变化. 层析结果中给出的沿北部台站 808—840 和西部台站 942—957 的速度略微降低，我们认为是可以忽略的. 这是由于北部和西部台站本身十分稀疏，加上向模型体边部射线密度逐渐降低，也可以导致反演中模型体速度改正量的相对不足及类似现象，走时曲线上也未见到明显的走时异常. 图 5b 中测线 942—957 和测线 808—840 中间偏离测线地方存在的微弱低速异常，我们也认为是可忽略的. 因为在测线上并未观测到相应变化. 图 5b 中位于测线 101—272 以东和测线 272—370 以南的一个低速异常也不十分可靠. 因为该低速异常上方没有台站控制，穿过该层位的射线基本上是一端位于高速区，另一端位于 TWF 以东的低速区，层析反演只能给出射线两端之间的平均速度，这显然会产生低于其真实速度的结果.

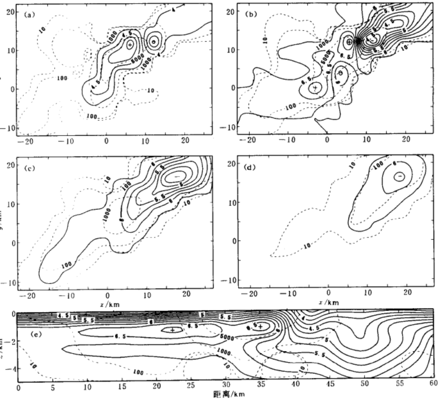


图 5　三维反演结果

(a)海拔 0 km 深度平面上的速度截面；(b) 海平面下 1.0 km 深度平面上的速度截面；(c) 海平面下 2.5 km 深度平面上的速度截面；(d) 海平面下 5.0 km 深度平面上的速度截面；(e)经过上述水平截面左下-右上对角线的垂直平面上的速度截面，此时垂向比例尺被放大了一倍.
等值线实线表示速度，虚线表示单元内射线数目

层析成像未能给出南北大别的速度界线，与台站分布也有关系．实际上，由于地理条件限制，北部台站基本上布设在水吼—岳西的公路上，大体沿着水吼—五河断裂和花岗岩体边界(图2)，因此没能有效地穿过和控制住南北大别边界．

3 深层界面的广角反射特征

初至波到时资料的优势在于揭示浅层速度结构，尤其是浅层陡角度界面两侧速度的横向变化．而完整的反射地震剖面，包含了更丰富的深层界面的反射信息，可以更好地揭示深层速度界面的特征．

为了得到更多的深层速度界面信息，我们从宽角反射的角度对反射地震资料进行了分析．在分析过程中，只进行了坏道剔除和振幅均衡，未做滤波及其它处理，以便最大限度地保持地震资料的原始特征．

在反射地震图上，最明显的反射特征分别位于中上地壳之间和中下地壳之间的界线附近．在上地壳底部我们还发现有一明显的高角度反射界面，但莫霍面在地震图上反映较弱，只有零星反射，难以连续追踪和准确确定．

3.1 上地壳底部高角度反射界面在宽角扇形剖面上的反映

图6为菖蒲大炮(S_3)的一段宽角扇形地震剖面．该段剖面基本上与炮点和台站连线垂直，炮检距在14～15 km左右．图中横坐标为台站在炮点为原点的 x-y 坐标系统中的 y 坐标．该段扇形剖面避开了断裂的干扰，比起沿断裂的垂直反射剖面，应可以更好地反映地下界面的形态．

从剖面图上，可以清楚地看到P_1，P_2，P_3，P_4和$P_5$5个反射界面，深度分别位于7，11

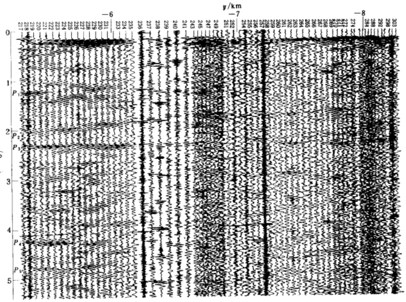


图6 菖蒲大炮(S_3)扇形地震剖面图

(西南端),13,18 和 20 km 左右(速度按 6 km/s 来估算).其中,表现最为明显的是 P_2 和 P_3 震相,在整段剖面上都可以连续追踪,而且,图中还清楚地显示出两者之间不同的倾角,P_2 向南西倾斜,而 P_3 则为近水平状.

P_2 实际倾角很大.在 2.5 km 长的观测剖面上,P_2 的东北端比西南端早到了约 0.4 s,而且,扇形剖面反映的实际剖面位置通常认为在炮点和观测剖面中间,其长度只有观测剖面的一半.因此,根据这两点就可估计出 P_2 实际倾角确实很大.若进一步假设 P_2 走向与地表构造走向一致,为 NW-SE,经简单计算可得出其实际倾角约为 45°.

从地理位置上看,P_2 的东北端接近水吼—五河断裂,因此,推测其为水吼—五河断裂向下和南西方向的延伸部分是十分自然的.如果假设该界面保持倾角不变,该界面将出露于炮点东北 17 km 处,稍微越过了水吼—五河断裂;如果允许界面类似于铲式断裂那样,倾角往浅部逐渐增加,则该界面与水吼—五河断裂在地表出露的位置可以吻合得很好,因此我们认为,我们的推测还是合理的.

P_3 在剖面图上表现为一个强烈稳定的反射界面,这个特点与前人据 MT 和深地震测深剖面推断的"该区上地壳底面为一重要的滑脱面的结论"(董树文等,1993,1998)是一致的.

3.2 中下地壳的反射界面在共炮点记录上的反映

在南北向小炮共炮点记录中,反映造山带之下5～8s(即相当于下地壳中上部位)普遍存在一组强烈的反射.该组反射的最大特点是反射震相的能量随炮点位置的变化而强烈变化,具有很强的绕射和干涉特点(图 7).此特点与董树文等(1998)深地震测深结果是一致的.

在这组反射中,可以清楚分辨的有 R_1 和 R_2 震相,分别位于 5.6 和 6.8 s 附近(图 7),即相当于17和20km左右深度(速度按6km/s来估算).但这些水平反射层不像上地壳中

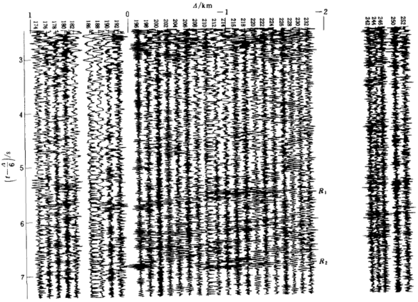


图 7 小炮共炮点记录图

的那样可以长距离连续追踪.

4 讨论

本文从层析成像和广角反射的角度，对大别造山带东部地震波速度结构进行了探讨，并给出了一些新的有意义的结果.

层析结果显示：郯庐断裂以西海平面下 1.5 km 深度，P 波速度普遍达到了 6.5 km/s，这可以有两种解释：一种是地下高速异常体像地表所见到的 UHPM 岩石那样呈透镜状零星分布，但其速度值要远高于 6.5 km/s，是反演过程将其拉长成图中所见到的似层状分布；另一种是地下 UHPM 岩石比地表所见到的要多，本身就呈似层状分布. 究竟是哪一种解释更符合实际，需要进一步的研究来确认.

广角反射直观地显示了水吼—五河断裂南侧靠近上地壳底部有一高角度(45°)反射界面(P_2)，并推测其为水吼—五河断裂向深部和南西方向的延伸部分. 该证据更为直接地验证了水吼—五河断裂不是低角度断裂的推测(王椿镛等，1997)，而且，进一步表明水吼—五河断裂的倾向在深部和浅部是一致的. 这与董树文等(1998)模型中深部向相反的北东方向倾斜的推测是不同的. 这一点对于进一步研究大别 UHPM 成因和折返机制是十分重要的.

广角反射直观地显示了大别 UHPM 的上地壳底部为一反映强烈，而且非常连续和平直的界面(P_3). 美中不足的是，由于地理条件的限制，我们结果中未能给出水吼—五河断裂与该界面间是切割还是归并关系，这希望能引起今后工作的重视. 前人研究结果表明，该区该深度同时为 MT 低阻(10～30 Ω·m)(董树文等，1993)，因此认为，该区上地壳底部普遍存在一滑脱面(董树文等，1998). 我们认为，我们现有资料支持这种观点.

小炮共炮点记录给出的下地壳上部的反射特征，显示其反射震相的能量随炮点位置变化强烈，并具有很强的绕射和干涉特点. 这种反射特征与认为是滑脱面的上地壳底界面的反射特征是截然不同的. 这可能反映了大别造山带相对柔弱的中地壳之下，脆性的下地壳在强烈挤压条件下发生剧烈的破碎变形(董树文等，1998)，甚至也可能是相变或薄互层引起的. 这有待进一步的研究.

本研究工作是在杨文采教授的指导和鼓励下完成的；在数据处理方法上曾得到高锐研究员的大力帮助. 参加野外工作的还有德国 GFZ 的 Schulze 领导的课题小组、南京第六物探大队和中国地质科学院 562 队. 在此一并表示感谢.

参 考 文 献

董树文，孙先如，张勇，等. 1993. 大别造山带基本结构. 科学通报，**36**(6)：542～545

董树文，吴宣志，高锐，等. 1998. 大别造山带地壳速度结构与动力学. 地球物理学报，**41**(3)：349～360

王椿镛，张先康，丁志峰，等. 1997. 大别造山带上部地壳结构的有限差分层析成像. 地球物理学报，**40**(4)：495～501

Eberhart-Phillips D. 1993. Local earthquake tomography: earthquake source regions. In: Iyer H M, Hirahara K, Eds. *Seimic Tomography: Theory and practice*. . London: Chapman and Hall, 613～643

Hacker B R, Ratschbacher L, Webb L, *et al*. 1995. What brought them up? Exhumation of the Dabie Shan ultrahigh-pressure rocks. *Geology*, **23**: 743～746

Thurber C H. 1993. Local earthquake tomography: velocities and v_P/v_S —— Theory. In: Iyer H M, Hirahara K, Eds. *Seismic Tomography: Theory and Practice*. London: Chapman and Hall, 563～583

第21卷 第4期
1999年7月 (411~418)

地 震 学 报
ACTA SEISMOLOGICA SINICA

Vol. 21, No. 4
Jul., 1999

中国大陆活动断裂的段破裂地震复发行为 *

闻学泽

(中国成都 610041 四川省地震局)

摘要 为了考察中国大陆活动断裂带段破裂地震的复发行为，根据多轮回复发的地震资料定量分析了19个断裂段的地震历史. 结果表明：这些断裂段的地震原地复发主要表现出：①良好的准周期行为(约占9/19)；②时间可预报行为(约占12/19). 第1种行为的复发间隔内在不确定性为平均间隔的0.15～0.40，不同轮回事件的震级在平均震级±0.5级之内变化. 第2种行为的复发间隔内在不确定性大多为平均间隔的0.19～0.40，相继轮回事件的最大震级差可达1.7级. 另外，少数情况下第1种行为可与第2种或者滑动可预报行为共存.

关键词 活动断裂 段破裂地震 复发行为 中国大陆

引言

特定活动断裂段上发生的强震或大地震亦称段破裂地震，这类地震在原地重复发生. 现有的地震原地复发理论模式是基于板缘特征地震的有限资料提出的，主要有：时间可预报模式和滑动可预报模式(Shimazaki, Nakada, 1980)、准周期模式(Bakun, McEvilly, 1984; Savage, Cockerham, 1986)和时间-震级可预报模式(Papazachos, 1992). 这些模式均以"弹性回跳理论"(Reid, 1911)作为基本物理假定，即假定一个断裂段在一次大地震时所释放的应变，需要经过一定的时间才能恢复，以复发下一次大地震.

在中国大陆的板内环境，活动断裂的段破裂地震复发究竟具有怎样的行为特征，对这一问题的较好回答将有助于发展断裂分段的长期地震危险性评估模型. 本研究试图初步揭示中国大陆活动断裂的段破裂地震复发行为及其普适性. 这里的"段破裂地震"是广义的，包括了断裂(段)上伴有或不伴有地表破裂的大地震和中强地震.

1 资料与方法

1.1 地震资料

中国大陆地处板内构造环境，大地震的原地复发间隔往往长达数百～数千年. 因此，尽管许多地区有2～3千年的地震记载，但能用于分析段破裂地震复发行为、多轮回的地震资料是有限的. 笔者系统收集了具有完整记载或记录、至少已原地复发3次地震的资料，

* 地震科学联合基金会资助项目(95-07-423).
1999-01-04 收到初稿，1999-04-29 收到修改稿并决定采用.

根据每次的震害文字描述判定相应的发震断裂段．同时，对这些资料作了如下处理：

(1) 对大多数仪器记录前的历史地震，其震级取自《中国历史强震目录》(国家地震局震害防御司，1995)，仅在±0.05级范围内作调整．对少数历史地震的震级确定，参考了《中国历史地震图集》(国家地震局地球物理研究所，复旦大学历史地理研究所，1990a，b，c) 给出的震级和相应的震害记述，在±¼级内作调整．对极少数上述目录中只给出了下限震级的地震，则通过分析，经验性地确定不大于已给下限震级0.5级的震级．

(2) 将在时间上集中发生的地震视为“丛事件”，将组成一“丛事件”的各次地震及其前震和余震视为“子事件”．由各子事件的能量相叠加，估计出“事件震级”

$$M = \frac{\lg\Sigma E - 4.8}{1.5} \tag{1}$$

式中，ΣE 是各子事件的能量和．E 与面波震级 M_S 的关系为 $E=10^{4.8+1.5M_S}$，单位是J.

(3) 将“丛事件”的时间定在最大主震或第1次主震的发生日期．

1.2 地震复发行为判别方法

1.2.1 时间-强度不相关行为的判别

一个简单的无量纲可用于判别地震复发是具有准周期性、成丛性还是完全随机性．该无量纲即复发间隔的变异系数 σ，它是不同轮回复发间隔的标准差 S 与平均值 T_{av} 之比

$$\sigma = \frac{S}{T_{av}} \tag{2}$$

方差的无偏估计为

$$S^2 = \sum_{i=1}^{n}(T_i - T_{av})^2/n$$

其中，T_i 是事件之间的间隔，n 是样本数．研究表明：当 $\sigma<1$ 时，复发是准周期行为；当 $\sigma>1$ 时，复发为丛集特征；而当 $\sigma=1$ 时，复发是完全随机的泊松过程(Kagan，Jackson，1991)．然而，$\sigma<1$ 并不意味着准周期就是“最佳的”(具有最小不确定性的)复发行为．只有当 $\sigma<<1$ 时(良好准周期行为)，事件的序次与其发生年代的关系才明显地呈线性(Bakun，McEvilly，1984)．

1.2.2 强度-时间相关行为的判别

如果复发具有时间可预报行为，则任意两相继事件的时间间隔 T 与其中前一次事件的强度呈正比(Shimazaki，Nakata，1980；Papazachos，1989)．根据这一特点，本研究对具有至少4次复发事件的断裂段分别建立如下形式的回归方程：

$$\ln T = a + bM_p + \varepsilon \tag{3}$$

其中，M_p 是前一次事件的震级，$\ln T$ 是 T 的自然对数，a 和 b 为回归系数，ε 是随机项．相关系数 r 大于或等于给定信度 α 的临界值 r_α，是判断式(3)成立、或复发具有时间可预报行为的主要指标，取 $\alpha=0.1$ 或0.2．ε 是一均值为0、方差为 σ_ε^2 的正态变量，σ_ε^2 为

$$\sigma_\varepsilon^2 = \frac{1}{n-2}\sum_{i=1}^{n}[\ln T_i - \mathrm{E}(\ln T|M_p)]^2 \tag{4}$$

条件期望 $\mathrm{E}(\ln T|M_p)=a+bM_p$．因此，$T$ 可视为对数正态变量，由对数正态分布性质得到

$$\sigma_\varepsilon^2 = \ln\left(1 + \frac{S_{T|M_p}^2}{[\mathrm{E}(\ln T|M_p)]^2}\right) \approx \frac{S_{T|M_p}^2}{[\mathrm{E}(\ln T|M_p)]^2} \tag{5}$$

(黄克中，毛善培，1987). 其中，$S^2_{T|M_p}$ 是以 M_p 为条件的复发间隔 T 的方差.

比较式(5)和(2)，可看出：σ_c 与 σ 具有相同的统计性质和估计精度. σ_c 描述了以前一次事件强度为条件的复发间隔的内在不确定性，而 σ 则是与强度无关的复发间隔的内在不确定性. 因此，对于一个断裂段，可用式(2)和(4)分别估计 σ 和 σ_c. 当 $\sigma < 1$，且明显 $< \sigma_c$ 时，“最佳的”复发行为是准周期的；反之，“最佳的”复发行为应是时间可预报的.

1.2.3　时间-强度相关行为的判别

分析两相继事件的间隔 T 与后一次事件的震级 M 之间是否存在相关性，可评价复发是否具有滑动(或震级)可预报行为. 对于具有至少 4 次复发事件的断裂段分别建立回归方程

$$M = A + B\ln T + \varepsilon_M \tag{6}$$

当式(6)成立时，可认为存在滑动(震级)可预报复发行为. 式中，A 和 B 为回归系数，ε_M 是均值为 0、方差为回归剩余方差的正态变量.

另外，本研究也由应变积累-释放随时间的变化图象来判断可能的地震复发行为.

2　复发行为分析

2.1　丽江—剑川断裂带的剑川段

滇西北丽江—剑川断裂带由若干北北东向的断裂组成(图 1a). 其中，剑川段以左旋走滑为主，兼有正倾滑分量，具有相对独立的地震破裂历史.

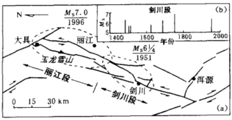


图 1　丽江—剑川断裂带结构及分段图.（粗线为活动断裂，箭头表示断裂运动旋性，虚线圈闭区为最晚地震震源）(a)和剑川段的历史地震时间序列(b)

自 1481 年以来，剑川断裂段共发生 7 次 5¾～6¾级的地震(图 1b)，表现了 6¼ ± ½级的特征地震重复性. 在不考虑强度-时间相关性时，地震复发间隔的变异系数 $\sigma = 1.17$，显示出趋于丛集的复发行为. 然而，这里的 1481，1501 和 1511 年的 3 次地震可视为同一“丛事件”(图 1b)，这样得到事件之间复发间隔的变异系数 $\sigma = 0.59$，表现了准周期复发行为. 进一步的分析表明：剑川段的地震复发过程存在很好的强度-时间相关性，关系式为：$\ln T = 1.25M_p - 3.25$($\sigma_c = 0.29$，$r = 0.92$，可通过 $\alpha = 0.1$ 的相关检验)，但不存在时间-强度相关性. 由于 σ_c 值(0.29)小于前述不考虑强度-时间相关性时的复发间隔内在不确定性 σ 值(0.59)，说明时间可预报行为是剑川段地震复发的“最佳”行为. 这种带有一定程度不确定性的时间可预报行为也被称作“准时间可预报行为”(闻学泽，1993，1995). 图 2 更加直观地展示了剑川断裂段地震原地复发的“最佳”行为.

2.2　淮南断裂带的霍山—六安段

安徽的北东向淮南断裂带为一相对弱活动的逆-走滑断裂带. 1425 年以来该带的霍山—六安段发生过 4 次 M=5¾～6¼的特征地震事件. 按式(1)的方法统计表明：这 4 次事件之间的间隔在 118～227 年，平均为 164 年，变异系数 σ=0.34，反映出良好的准周期复

发行为. 图3表明，这里特征事件的序次 i 与发生年代明显地呈线性关系. 另外，由式(3)和(6)的方法统计表明，这里的地震复发不服从于时间可预报和滑动可预报行为.

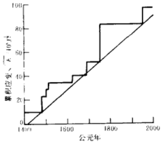


图2 丽江—剑川断裂带剑川段历史地震的积累应变-时间图象

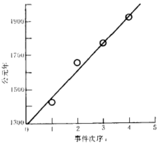


图3 淮南断裂带霍山—六安段历史地震的序次-年代关系. 直线为最小二乘拟合

3 分析结果

除了逆断层因资料不足而未作分析外，本研究分析了19个其它类型断裂段的地震复发行为，这些段落均至少具有3次事件的资料. 全部资料及其分析结果列于表1. 表1还列出了部分仅有两次事件的断裂段，它们分别与前述19个断裂段中的部分相邻. 分析结果表明：

对于活动断裂的段破裂地震，若不考虑强度-时间相关性，同时把每次地震作为独立事件，则复发间隔的变异系数 σ 随断裂段的不同而不同，在0.15～1.17之间变化. 表现了既有准周期，也有完全随机的以及成丛的多行为复发特点；即使把在时间上相对集中发生的地震作为"丛事件"考虑，不同断裂段的 σ 值仍然在0.15～1.02之间变化. 然而，9/19的断裂段具有0.15～0.40的 σ 值，表现出不确定性较小的良好准周期复发行为.

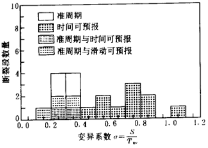


图4 不同复发行为的断裂段数量与复发间隔变异系数的关系. 断裂段总数为19

当考虑复发过程的强度-时间(或时间-强度)相关性、且将时间上集中发生的地震视作"丛事件"时，全部 $\sigma>0.40$ 的断裂段均表现出时间可预报复发. 此外，还有少数 $\sigma\leqslant0.40$ 的断裂段也具有这种复发行为. 从而，具有时间可预报复发行为的断裂段比例为12/19. 这种行为复发间隔的内在不确定性 σ_t 值在0.03～0.40，其中大多数集中在0.19～0.40. 另外，约有的3/19的 $\sigma\leqslant0.40$ 的断裂段表现出滑动可预报复发行为.

图4总结了不同复发行为的断裂段数量与 σ 的关系，它初步揭示了良好准周期与时间可预报是中国大陆活动断裂带段破裂地震的两种最普遍的复发行为；同时表明，这两种行为可以用 $\sigma\leqslant0.40$ 或 $\sigma>0.40$ 进行判别，尽管少数 $\sigma\leqslant0.40$ 的情况也可能表现出时间或滑动可预报行为. 因此，中国大陆的段破裂地震的危险性可基于这两种复发行为进行评估.

表 1　中国大陆活动断裂的多轮回段破裂地震资料及复发行为判别

断裂带、断裂段及其性质	历史地震		事件震级	变异系数	强度-时间相关关系 $\ln T=a+bM_p$				时间-强度相关关系 $M=A+B\ln T$				复发行为判别
	年-月-日	Ms	M	σ	a	b	r	σ_ε	A	B	r	σ_M	
金沙江断裂带四川巴塘段（逆-走滑）	1722-	≥6	6.5										
	1870-04-11	7½	7.5	0.15	不存在				可能存在				准周期与震级可预报
	1989-04-16	6.7*	7										
	1989-04-25	6.7*											
	1989-05-02	6.4*											
四川鲜水河断裂带炉霍段（走滑）	1747-03-	6¾	6.8										
	1816-12-08	7½	7.5	0.38	不存在				不存在				准周期
	1923-03-24	7.3	7.3										
	1973-02-06	7.6	7.6										
道孚段（走滑）	1792-09-07	6¾	6.8										
	1904-08-30	7	7	0.27	不存在				可能存在				准周期与震级可预报
	1981-01-24	6.9	6.9										
康定段（走滑）	1725-08-01	7¼	7.2										
	1786-06-01	7¾	7.7										
	1932-03-07	6*	6.2	(0.84)	存在				不存在				时间可预报
	1935-	6*		0.69	−4.30	1.19	0.99	0.19					
	1955-04-14	7.4	7.4										
四川安宁河—则木河断裂带安宁河段（走滑）	1489-01-04	6¾	6.5										
	1536-03-19	7½	7.5	1.02	存在				不存在				时间可预报
	1952-09-30	6.7	6.7										
					（两段的资料合并）								
					−8.94	2.00	0.97	0.38					
则木河段（走滑）	1732-01-29	6¾	6.7										
	1850-09-12	7½	7.5										
云南小江断裂带巧家—东川段（走滑）	1733-08-02	7¾	7.7										
	1966-02-05	6.5*	6.7										
	1966-02-13	6.2*											
嵩明—宜良段（走滑）	1500-01-13	≥7	7.5		存在				不存在				
	1713-02-26	7*	7.2	(1.10)	（三段的资料合并）								准周期与时间可预报
	1725-01-08	6¾*		0.39	−2.94	1.09	0.95	0.13					
	1750-09-15	6¼*											
	1833-09-06	8	8.0										
华宁段（走滑）	1789-06-07	7	7.0										
	1909-05-11	6½	6.5										
江川—通海段（正-走滑）	1517-07-22	5½	5.5										
	1565-	5½	5.5										
	1571-09-19	6¼	6.3	0.75	−2.83	1.25	0.96	0.29	不存在				时间可预报
	1763-12-30	6½	6.5										
	1929-03-22	6	6.0										
建水段（正-走滑）	1420-	5½	5.5										
	1539-08-08	5½	5.5	(1.03)									
	1606-11-30	6¾	6.8	0.83	−1.21	1.04	0.98	0.40	不存在				时间可预报
	1935-04	5½*	5.8										
	1950-09-13	5¾*											
云南营盘山断裂带普洱段（逆-走滑）	1884-11-14	6½	6.5										
	1923-07-01	6½	6.5	0.37	不存在				4.81	0.48	0.97	0.07	准周期与震级可预报
	1971-04-28	6.7	6.7										
	1993-01-27	6.3	6.3										
普渡河断裂带四川鹿鹤段（走滑）	1893-04	5¾	5.7										
	1947-06-07	5½	5.5	0.20	可能存在				可能不存在				准周期
	1988-04-15	5.2	5.2										

续上表

断裂带、断裂段及其性质	历史地震 年-月-日	M_S	事件震级 M	变异系数 σ	强度-时间相关关系 $\ln T=a+bM_p$ a	b	r	σ_ε	时间-强度相关关系 $M=A+B\ln T$ A	B	r	σ_M	复发行为判别
云南丽江—剑川断裂带	1481-07-24	6¼*	6.5										
	1501-06-11	5¾*											
	1511-11-27	5¾*											
剑川段	1624-03-26	5¾	5.8	(1.17)	存在								
(正-走滑)	1688-06-16	6¼	6.2	0.57	−3.25	1.25	0.92	0.29	不存在				时间可预报
	1751-05-25	6¾	6.8										
	1951-10-21	6¼	6.3										
云南楚雄—建水断裂带	1511-05-12	5½	5.5										
	1615-08-24	5¼	5.3	0.79	−1.02	1.00	0.98	0.19	不存在				时间可预报
楚雄段	1680-09-09	6¾	6.7										
(走滑)	1975-01-12	5.6	5.6										
宁夏银川断陷	1143-04	6½	6.7										
(正倾滑)	1378-04-30	5¾	5.7										
	1477-05-13	6½	6.3	0.46	−0.49	0.91	0.92	0.27	不存在				时间可预报
	1709-10-14	8	8.0										
山西断陷带	1102-01-15	≥6	6.3										
太原—徐沟段	1366-08-07	6	6.0	0.21	可能存在				不存在				准周期与时间可预报
(正倾滑)	1679-10	5½	5.5										
	1883-06-23	5½	5.5										
	1549-04	5½	5.5		存在								
介休段	1618-05-20	6¼	6.3	0.79	−5.46	1.76	0.98	0.08	不存在				时间可预报
(正走滑)	1891-04-17	5¾	5.7										
	1979-06-19	5.2	5.2										
	649-09-15	≥6¾	7.0										
临汾盆地段	1181-03-	6¼	6.3		可能存在				不存在				
(正倾滑)	1291-09-01	6½	6.5	0.86	(受邻段1303年地震影响)								时间可预报
	(1303-09-25	8)											
	1695-05-18	7½	7.5										
河北滦县西—桃园断裂(段)	1562-06-	5	5.0										
	1624-04-17	6½	6.5		存在(1976年前)								时间可预报
(正走滑)	1795-08-05	5½	5.5	0.54	0.83	0.66	0.99	0.03	不存在				
	1880-09-06	5	5.0										
	1945-09-23	6	6.0										
安徽淮南断裂	1425-03-16	5¾	5.7										
霍山—六安段	1652-03-23	6	6.0	0.34	不存在				不存在				准周期
(逆-走滑)	1770-01-16	5¾	5.7										
	1917-01-24	6¼	6.3										
西藏羊八井—当雄断裂带	1901-04-21	6¾	6.7										
	1924-10-09	6½	6.5										
	1937-08-15	5¾	5.7	(0.95)									
尼木段	1955-03-27	5¾*	5.9	0.22	不存在				不存在				准周期
(正倾滑)	1955-12-19	5¼*											
	1956-03-23	5¼*											
	1992-04-30	6.5	6.5										

注：带“*”的震级的相邻地震为同一“丛事件”；括号内的σ值是把每次地震作为独立事件计算的；括号内的地震发生在邻段.

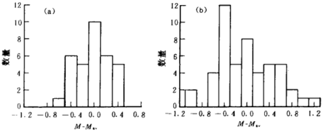


图 5　不同轮回事件震级的距平值 ΔM 统计直方图

(a) 良好准周期复发；(b) 时间可预报复发

为了分析在不同复发轮回的段破裂地震的震级变化，分别对良好准周期和时间可预报两种复发行为的震级距平值 $\Delta M = M - M_{av}$ 作了统计. 对于一个断裂段，M 是事件震级，M_{av} 是多次事件的平均震级. 统计表明：良好准周期复发时，不同轮回事件的震级分布呈现以平均值 M_{av} 为中心的集中趋势，可变范围仅在 $M_{av} \pm 0.5$ 之内(图 5a). 说明对于这种复发行为的断裂段，未来事件的震级可用 $M_{av} \pm 0.5$ 进行估计. 然而，时间可预报复发时，不同轮回事件震级的可变范围很宽，相继轮回事件的震级差最大可达 1.7 级(图 5b). 表明对于这种复发行为的断裂段，未来事件震级的估计不能仅依赖于统计平均.

在分析中已注意到这样的现象：在受到相邻断裂段大地震破裂的影响时，少数断裂段的原有地震复发行为会发生变化.

4　结论

(1) 当把时间上相对集中发生的地震当作"丛事件"时，中国大陆活动断裂的段破裂地震复发，主要表现出良好的准周期行为(约占 9/19)和时间可预报行为(约占 12/19). 良好准周期复发间隔的内在不确定性 σ 值在 0.15～0.40 之间变化，而时间可预报复发间隔的内在不确定性 σ_t 值大多位于 0.19～0.40. 这两种复发行为对于较宽震级范围的段破裂地震均可适应. 另外，仅在少数情况下，良好准周期行为与时间可预报或滑动可预报行为之一同时并存.

(2) 良好准周期复发的断裂段，不同轮回的事件大小集中在该断裂段的平均震级 $M_{av} \pm 0.5$ 之内. 然而，时间可预报复发的断裂段，不同轮回的事件强度明显可变，相继轮回事件的最大震级差可达 1.7 级.

以上结论已排除了受相邻断裂段相互作用影响的结果. 笔者将以本研究结果为基础，进一步探讨可用于评估活动断裂带分段地震潜势的概率模型.

参 考 文 献

国家地震局震害防御司编. 1995. 中国历史强震目录. 北京：地震出版社，1～514

国家地震局地球物理研究所，复旦大学历史地理研究所主编. 1990a. 中国历史地震图集(远古至元时期). 北京：中国地图出版社，1～174

国家地震局地球物理研究所，复旦大学历史地理研究所主编. 1990b. 中国历史地震图集(明时期). 北京：中国地图出版社，1～194

国家地震局地球物理研究所，复旦大学历史地理研究所主编. 1990c. 中国历史地震图集(清时期). 北京：中国地图出版社，1～244

黄克中，毛善培. 1987. 随机方法与模糊数学应用. 上海：同济大学出版社，1～346

闻学泽. 1993. 小江断裂带的破裂分段与地震潜势概率估计. 地震学报，**15**(3)：322～330

闻学泽. 1995. 活动断裂地震潜势的定量评估. 北京：地震出版社，1～150

Bakun W H, McEvilly T V. 1984. Recurrence models and Parkfield, California, earthquakes. *J Geophys Res*, B**89**: 3 051～3 058

Kagan Y Y, Jackson D D. 1991. Seismic gap hypothesis: Ten years after. *J Geophy Res*, B**96**: 21 419～21 431

Papazachos B C. 1989. A time-predictable model for earthquakes in Greece. *Bull Seism Soc Amer*, **79**: 77～84

Papazachos B C. 1992. A time-and magnitude—predictable model for generation of shallow earthquakes in the Aegean area. *Pure Appl Geophys*, **138**(2): 287～308

Reid H F. 1911. The elastic-rebound theory of earthquakes. *Univ Calif Publ Bull Dept of Geol*, **6**: 413～444

Savage J C, Cockerham R S. 1986. Quasi-periodic occurrence of earthquakes in the 1978～1986 Bishop-Mammoth lakes sequence, eastern California. *Bull Seism Soc Amer*, **77**(4): 1 347～1 358

Shimazaki K, Nakata T. 1980. Time-predictable recurrence model for large earthquakes. *Geophys Res Lett*, **7**: 279～282

第21卷 第4期
1999年7月 (419~426)

地 震 学 报
ACTA SEISMOLOGICA SINICA

Vol. 21, No. 4
Jul., 1999

有限断层破裂时空过程反演结果误差的随机加权估计*

艾印双 郑天愉 何玉梅

(中国北京 100101 中国科学院地球物理研究所)

摘要 针对非线性方法对有限断层破裂时空过程反演中存在的不唯一性问题，应用随机加权方法对反演结果进行误差估计. 通过数值模型计算，定量揭示了滑动量、滑动角、破裂时间及上升时间在断层面上的分辨率值分布. 应用随机加权方法对台湾海峡地震及缅中边境地震的误差估计结果表明，对应两次地震破裂中心位置上的参数分辨率值最高，结果最可靠，而在边缘子断层处滑动量与上升时间的分辨率值较低.

关键词 有限断层 破裂时空过程 随机加权 分辨率

引言

在有限断层破裂时空过程反演中，同时反演断层面上的滑动量、滑动角、破裂时间及上升时间是一个强非线性的反演问题. 目前对于非线性反演结果的误差估计，在数学理论上还不完善. 以往在对有限断层破裂时空过程反演结果的误差估计中，由于普遍存在反演结果的不唯一性(Das, Suhadole, 1996)，人们试图对同一地震应用不同的反演方法、不同的数据资料以及不同的约束条件对所得结果进行对比、分析. 若这些结果具有某些共同之处，说明所得结果是可信的(Hartzell *et al.*, 1996; Wald *et al.*, 1996). 应用同一种方法、同样资料进行反演时，变换不同的约束条件，比较所得结果的各种范数，将某一最小范数解作为最终得到的反演结果(Zheng *et al.*, 1998)，也是一种误差估计手段；但断层面上许多具有不同时空分布特征的参数同时能对波形资料拟合得很好，这种只靠最小范数解的方法有其本身的局限性. 另一种给出误差分析结果的是迭代最小二乘法，应用该方法在给出迭代最佳值的同时也给出分辨率矩阵(Cotton, Campillo, 1995)，而分辨率矩阵是由给定初始协方差矩阵与初值经过多次迭代后得到的. 因此，所得结果依赖于初值的选取，这也降低了反演结果的可信程度.

随着计算机技术的发展，基于数理统计的误差估计方法相继产生，其中最具代表性的是Jackknife方法和Bootstrap方法. Bootstrap方法是70年代美国斯坦福大学B. Efron教授在总结前人研究成果的基础上提出来的一种新的统计分析方法(Efron, 1979). 这种方法的特点是直接利用样本数据，借助于近代计算机技术进行统计推断. 对于总体的分布无需作

* 国家自然科学基金资助项目(49674212).
1998-11-20收到初稿，1999-04-15收到修改稿，1999-04-20决定采用.

任何分布假设，且能用于复杂的统计估计量．如 Tichelar 和 Ruff(1989)应用 Jackknife 与 Bootstrap 方法估计了两次智利地震的震源深度，给出了估计值的最佳值、方差和标准差；Sandvol 和 Hearn(1994)应用 Bootstrap 方法，研究了利用 SKS 波形反演与剪切波分裂有关参数的误差．继 Bootstrap 方法之后，郑忠国(1987)提出了另一种与 Bootstrap 平行的方法——随机加权法．该方法避免了 Bootstrap 方法繁琐的重复抽样过程，更易在计算机上实现．而应用该方法在实际中也取得了可喜的成果(郑忠国，1988；刘鹏程，郑天愉，1996；郑天愉，刘鹏程，1996)．研究结果表明，在小样本的情况下，随机加权方法比 Bootstrap 方法的效果要好．

本研究采用自适应全局混合方法，对有限断层破裂时空过程进行反演(Ai *et al.*，1998)，并由随机加权方法给出反演结果的均值、方差、均方差与置信区间，由均方差在断层面上的分布给出反演结果的分辨率．文中通过数值模型验证了这种误差估计方法的正确性，并通过两次实际地震的研究，给出了实际资料的处理结果．

1　随机加权方法

郑忠国(1987)以研究样本期望值的误差为例，提出了随机加权方法．设 x_1，x_2，…，x_n 为一组相互独立的观测数据，$\boldsymbol{V}=(v_1, v_2, \cdots, v_n)$为一随机向量，该向量服从 Dirichlet 分布 $D(1, 1, \cdots, 1)$，且 $v_1+v_2+\cdots+v_n=1$．将随机权 v_1，v_2，…，v_n 加在 x_1，x_2，…，x_n 上，获得样本的加权平均估计量

$$\bar{x} = \sum_{i=1}^{n} v_i x_i \tag{1}$$

通过蒙特卡罗模拟产生 N 组随机权向量，相应计算 N 个估计量，由这些估计量可以研究样本期望值的统计特征．将 v_1，v_2，…，v_{n-1}由小到大重新排序，得到 v_1，v_2，…，v_{n-1}的次序统计量 $v_{(1)}$，$v_{(2)}$，…，$v_{(n-1)}$．记 $v_{(0)}=0$，$v_{(n)}=1$，则 $v_i=v_{(i)}-v_{(i-1)}$，$i=1, 2, \cdots, n$ 的联合分布为 $D(1, 1, \cdots, 1)$，$\boldsymbol{V}=(v_1, v_2, \cdots, v_n)$就是所求的服从 Dirichlet 分布的权向量．

对于地球物理的非线性反演，将非线性反演问题经过一定的线性化处理后，观测数据与反演参数之间可以大致表示成如下的形式：

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{A}\boldsymbol{X} + \boldsymbol{e} \tag{2}$$

式中，$\boldsymbol{B}$ 为观测数据向量，$\boldsymbol{X}$ 为待求解的地球物理参数向量，$\boldsymbol{A}$ 为 $\boldsymbol{B}$ 与 $\boldsymbol{X}$ 之间的关系矩阵，$\boldsymbol{e}$ 为随机误差向量，包括观测资料及反演方法的近似化处理带入的误差．对于有限断层的反演问题，观测数据向量 $\boldsymbol{B}$ 包括反演时所用的每一台站的数据．在利用宽频 P 波资料研究有限断层破裂时空过程的反演问题时，采用目标函数的表达式(Hartzell，Liu，1996)

$$E = \sum_{i=1}^{N_S} w_i \left\{ 1 - \frac{2\mathrm{Re}\sum_{t}^{N_f} OY^*}{\sum_{t}^{N_f} OO^* + \sum_{t}^{N_f} YY^*} \right\}_i + w_c \cdot (\text{约束条件}) \tag{3}$$

其中，目标函数的计算是在频率域内进行的，O 为实际记录，Y 为合成地震图；N_S 是台站个数，N_f 是频率数，w_i 是反映第 i 个台站记录质量的权系数，取值在[0, 1]之间；w_c 为约束条件的权重，* 号代表复共轭．因此，应用随机加权方法估计有限断层面上各参数误差的步骤如下：

(1) 以式(3)作为目标函数，由自适应全局混合反演(Ai *et al.*，1998)求出震源参数的最佳解向量 $\hat{X}$.

(2) 产生一服从 Dirichlet 分布的随机向量 $V=(v_1, v_2, \cdots, v_n)$，用其分量替代式(3)中第1项求和号内的权系数 w_i，得到随机加权的目标函数

$$E=\sum_{i=1}^{N_S} v_i\left\{1-\frac{2\mathrm{Re}\sum_{t}^{N_f} OY^*}{\sum_{t}^{N_f} OO^*+\sum_{t}^{N_f} YY^*}\right\}_i+w_c\cdot(\text{约束条件}) \tag{4}$$

由该目标函数反演得到有限断层参数的解向量 $\hat{X}^*$.

(3) 重复步骤(2)至所需的样本容量 $N-1$.

(4) 由以上所得到的 N 个估计量 $\hat{X}_i^*$，可以计算断层面上滑动量、滑动角、破裂时间及上升时间等参数最佳解的均值、方差、标准差及置信区间. 样本的均值及标准差分别为

$$\bar{X}=\sum_{i=1}^{N}\hat{X}_i^*/N \tag{5}$$

$$\hat{S}=\left[\frac{1}{N-1}\sum_{i=1}^{N}(\hat{X}_i^*-\bar{X})^{\mathrm{T}}(\hat{X}_i^*-\bar{X})\right]^{1/2} \tag{6}$$

根据均值、方差和标准差的定义，可以得到各参数在断层面上的分辨率. 设子断层的数目为 M，由随机加权方法反演得到的断层面上一特定参数 a，设该参数在子断层上的均值和标准差分别为 $\bar{a}_1, \bar{a}_2, \cdots, \bar{a}_M$ 和 $a_1^S, a_2^S, \cdots, a_M^S$；相对均方差 $\sigma_i=a_i^S/\bar{a}_i$，$i=1, 2, \cdots, M$；相对均方差的最大值和最小值分别为 max，min. 定义该参数在第 i 个子断层上的分辨率为

$$\eta_i=1-\frac{\sigma_i-\min}{\max-\min}\qquad i=1, 2, \cdots, M \tag{7}$$

η_i 的值分布于[0, 1]之间，该值越大说明分辨率越高，越小说明分辨率越低. 事实上按这样定义：相对均方差越小，结果相对可靠；相对均方差越大，结果相对不可靠.

2　随机加权方法的数值检验

为了检验随机加权方法的效果，构成如下模型：将断层面沿断层的走向和倾向划分成 5×5=25 块子断层，每一子断层的面积为 2.0 km×2.0 km，破裂中心深度为 9 km. 滑动量、各子断层的滑动角、破裂时间及上升时间如图1所示，破裂中心对应最大滑动量(5 m)和最小上升时间(1 s). 滑动量从破裂中心由大到小、上升时间从破裂中心由小到大向四周均匀分布. 利用震中距 14°～90°范围内 17 个 GDSN 台站的宽频 P 波资料进行反演，采样率为 0.1 s，震中及台站分布如图2所示. 格林函数的计算采用改进的广义反射透射系数及离散波数方法(姚振兴，纪晨，1997)，由震源参数模型计算得到的各台站上波形作为已知记录，利用自适应全局混合反演方法(Ai *et al.*，1998)求其最佳解，反演结果如图3所示. 由最佳解可以看出，滑动量与上升时间在破裂中心处与模型对应得很好，但在断层面边缘子断层处，误差比较大.

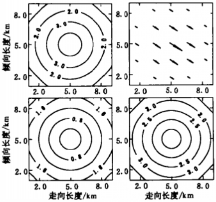


图 1 对应震源模型尺度为 10 km×10 km 时滑动量(左上)、滑动角(右上)、破裂时间(左下)及上升时间(右下)分布图. 滑动量单位为 m, 破裂时间及上升时间单位为 s, 横坐标为沿断层走向长度(km), 纵坐标为沿断层倾向长度(km)

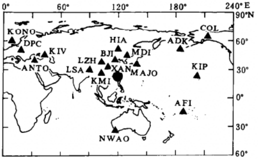


图 2 数值检验所用震中及台站分布图

应用随机加权的误差估计方法对图 1 所对应的模型进行了分析, 在样本容量分别为 100, 120, 130 时, 各参数在断层面上的分辨率分布图基本一致. 因此, 可认为样本容量等于 130 时就足够了. 所得各参数在断层面上的分辨率分布结果如图 4 所示. 从图上可以看出, 反演得到的各参数在破裂中心处的分辨率值最高, 而在边缘子断层处各参数的分辨率值较低. 这一结果与反演结果的最佳值相符, 表明应用随机加权方法对有限断层破裂时空过程的反演结果进行误差估计是可行的.

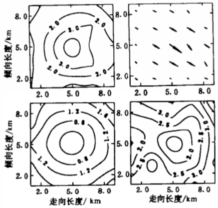


图 3 对图 1 模型反演得到的结果(图例说明同图 1)

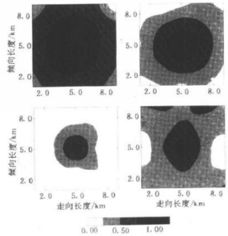


图 4 应用随机加权方法所得模型各参数分辨率分布图(图例说明同图 1)

3 实际地震记录有限断层反演的随机加权误差估计

随着全球宽频带数字地震台网及区域地震台网的相继建立，现已可记录到不同震中距、不同频率的各种波形资料．由于强地面运动记录可以用来推断断层面上破裂过程的细节，而远场体波资料可以提供断层位置和破裂总持续时间的信息，因此，对于中等以上强度的地震，目前大多数有限断层的反演都是应用强地面运动和远场体波数据联合进行的(Hartzell，Liu，1996；Wald *et al.*，1996)．Hartzell 等(1991，1996)的研究结果表明，单独使用远场宽频带数字地震记录，用波形反演方法也可以获得有限断层破裂过程的基本特征，这为研究缺乏近场记录的地震震源过程提供了可能．本文应用远场宽频 P 波数据对震源的破裂时空过程进行研究，数据采样率为 0.1 s，长度为 50 s．在反演参数上，每一子断层上有 4 个待反演的变量，即滑动量 ΔA、滑动角 λ、从破裂中心传播到断层面元的破裂时间 t 和破裂的上升时间 τ．每一参数的变化都有其特定的取值范围，它们由各种物理的先验信息及点源模型的反演结果综合决定．破裂中心固定为某一子断层的中点，破裂由中心向四周传播．目标函数选用公式(3)的形式．约束条件除规定滑动值 $\Delta A \geqslant 0$ 外，还加入了平滑与矩最小约束．

3.1 1994 年 9 月 16 日台湾海峡地震震源破裂过程的随机加权估计

1994 年 9 月 16 日 6 时 16 分 18 秒(世界时)，在中国台湾海峡发生了一次强烈地震(M_S=7.3)．该地震发生在澎湖岛西南地区，震中附近没有 6 级以上地震的历史记录，因而十分引人注目．

郑天愉和刘鹏程(1996)应用全球数字地震台网(GDSN)和中国数字地震台网(CDSN)的宽频和长周期 P 波资料反演了该地震的点源地震矩张量，由矩张量确定了该地震的震源参数．反演结果表明，该地区处于以 SN 向水平拉张为主的地震应力状态．它是一次均匀单一破裂事件．由点源给出的震源参数结果具有其本身的局限性，为了更详细了解震源参数在平面上的时空分布情况，需要对该地震进行有限断层的反演．通过数值试验及对实际地震资料的反演时发现，震源深度误差对反演结果影响很大．因此，在进行点源震源参数的反演时，必须经过反复试错以寻求最佳震源深度解(艾印双，1998)．震中及台站的分布如图 2 所示．反演结果表明，滑动量主要集中在中心大致 200 km^2 的方形区域内．图 5 为所选定节面上各参数的反演结果(Zheng *et al.*，1998)，即滑动量、滑动角、破裂时间及上升时间的分布．在破裂中心很小的区域具有非常大的矩释放，最大滑动量为 14 m．滑动量由破裂中心向四周逐渐减少．破裂中心的上升时间最小，为 0.5 s．由破裂中心向四周上升时间逐渐增大，在边缘子断层处最大上升时间达到 5 s 左右．从滑动角的分布上看，各子断层的滑动角与由点源模型所得到的滑动角基本吻合．滑动量、上升时间及破裂时间的空间分布表明，该次事件的破裂模式可表征为由接近震中的一凹凸体开始破裂，尔后滑动量和滑动速率向四周迅速减小．

对这一反演结果，我们用随机加权方法对其进行误差估计．图 6 为进行 120 次随机加权后得到的各参数在断层面上的分辨率分布图(100 次随机加权结果与其基本相同)．从图上可以看出，在破裂中心很大的一个区域内，滑动量的分辨率较高，边缘子断层处较低．上升时间的分辨率分布较为分散，除破裂中心很小的一区域为高值区外，四周的值为高低交替分布．造成这一结果可能是由于上升时间参数比较敏感，因而造成在断层面上的分布

比较零乱.

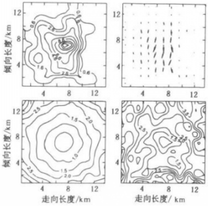


图5 台湾海峡地震有限断层破裂过程.
滑动量单位为m，破裂时间及上
升时间为s. 图例说明同图1

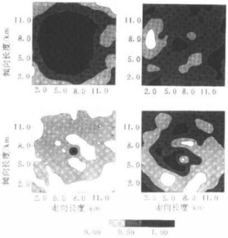


图6 应用随机加权方法得到台湾海峡地震
各参数分辨率分布图(图例说明同图1)

3.2 1994年1月11日缅中边境地震震源破裂过程及随机加权误差估计

1994年1月11日00时51分59.3秒(世界时)，在缅中边界的青藏高原附近(25.24°N，97.29°E)发生了一次中等强度(M_S=6.3)的地震. 该地震位于印度板块与欧亚板块的边界地区，这对于缝合线及其周围地震的震源过程以及理解大陆板块间的相互作用的研究，均有着十分重要的意义.

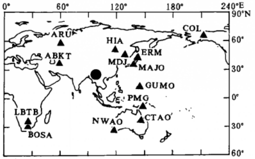


图7 中缅边境地震震中及台站分布示意图

研究该地震的破裂时空过程时，首先利用点源反演确定该地震的总体特征，然后采用自适应混合反演方法(Ai *et al.*，1998)，研究震源的详细破裂过程. 震中及台站分布如图7所示. 点源反演结果表明，这次地震的矩张量解以双力偶成分为主，由矩张量解确定的最佳双力偶两个节面分别为走向θ_1=272°、倾角δ_1=42°和走向θ_2=56°、倾角δ_2=54°，这次事件是带有走滑分量的正断层，其张应力轴的俯角为6.6°，压应力轴的俯角为70.3°. 该地震的地震矩值达0.18×10^{19} N·m，但震源过程持续的时间仅为3 s，是一次快速的简单破裂过程.

在进行有限断层反演时，断层面的几何参数取自点源的反演结果. 该地震的震级比前述海峡地震小，将断层面沿走向及倾向划分成7×7=49块子断层，每一子断层的面积为1.5 km×1.5 km. 反演结果表明(图8)，在破裂中心很小的区域具有非常大的矩释放. 破

裂中心最大滑动量为 3.8 m，滑动量由破裂中心向四周逐渐减少．破裂中心的上升时间为 1.0 s，由破裂中心向四周上升时间逐渐增大，在边缘子断层处最大上升时间达到 7 s 左右．由滑动量、上升时间及破裂时间的空间分布表明，该次事件基本特征与海峡地震相似，破裂模式可表征为由接近破裂中心的一凹凸体开始破裂，之后，滑动量和滑动速率向四周迅速减小．

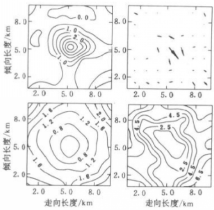


图 8　缅中边境地震有限断层破裂过程．滑动量单位为 m，破裂时间及上升时间单位为 s．图例说明同图 1

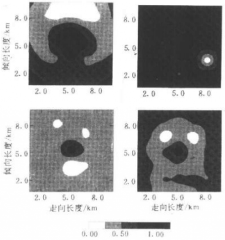


图 9　应用随机加权方法得到缅中边境地震各参数分辨率分布图(图例说明同图 1)

同样，应用随机加权方法对该反演结果进行了误差估计．图 9 为进行 150 次随机加权后得到的滑动量、滑动角、破裂时间及上升时间在断层面上的分辨率分布图．从图上可以看出，在破裂中心位置很大区域内滑动量的分辨率值都很高，边缘子断层处最小．上升时间的分辨率在破裂中心位置高，在边缘子断层处最低．破裂时间的分辨率在整个断层面上的分布较为均匀．滑动角的分辨率分布较为零乱．

4　结论

通过数值试验表明，随机加权方法得到的有限断层反演各参数的分辨率值与反演得到的各参数的最佳值相一致，即对应滑动量值大的区域分辨率值较高，而对应滑动量值比较小的区域分辨率值较低．

通过对两次实际地震的研究表明，两次地震的震源机制相近，皆为正倾事件．随机加权误差估计显示了这样的一个总体特征：对应正倾事件，断层面上滑动量最大值所在区域，由反演得到的各参数分辨率值最高，由自适应全局混合反演得到的结果最为可靠；而对应滑动量值比较小的区域，反演得到的各参数分辨率值较低，结果的可靠性相对要低一些．

参 考 文 献

艾印双. 1998. 有限断层破裂时空过程反演及误差估计：[学位论文]. 北京：中国科学院地球物理研究所，50～53

刘鹏程，郑天愉. 1996. 震源最佳反演结果误差的随机加权估计. 地球物理学报，**39**(3)：365～372

姚振兴，纪晨. 1997. 时间域内有限地震断层的反演问题. 地球物理学报，**40**(5)：691～701

郑天愉，刘鹏程. 1996. 1994年9月16日台湾海峡地震及其构造背景研究. 地球物理学报，**39**(1)：68～79

郑忠国. 1987. 随机加权法. 应用数学学报，**10**(3)：247～253

郑忠国. 1988. 随机加权法在线性模型中的应用. 系统科学与数学，**8**(2)：151～166

Ai Yinshuang, Liu Pengcheng, Zheng Tianyu. 1998. Adaptive hybrid global inversion algorithm. *Science in China*(*Series D*), **28**(2): 137～143

Cotton F, Campillo M. 1995. Frequency domain inversion of strong motions: application to the 1992 Landers earthquake. *J Geophys Res*, **100** (B3): 3 961～3 975

Das S, Suhadole P. 1996. On the inverse problem for earthquake rupture: The Haskell type source model. *J Geophys Res*, **101**: 5 725～5 738

Efron B. 1979. Bootstrap method: Another look at the Jackknife. *Ann Statist*, **7**(1): 1～26

Hartzell S, Liu P C, Mendoza C. 1996. The 1994 Northridge, California, earthquake: investigation of rupture velocity, rise time, and high-frequency radiation. *J Geophys Res*, **101**(B9): 20 091～20 108

Hartzell S, Liu P C. 1996. Calculation of earthquake rupture histories using a hybrid global search algorithm: application to the 1992 Landers, California, earthquake. *Phys Earth Planet Inter*, **95**: 79～99

Hartzell S, Stewart G, Mendoza C. 1991. Comparison of L1 and L2 norms in a teleseismic waveform inversion for the slip history of the Loma Prieta, California, earthquake. *Bull Seism Soc Amer*, **81**: 1 518～1 539

Sandvol E, Hearn T. 1994. Bootstrapping shear-wave splitting errors. *Bull Seism Soc Amer*, **84**: 1 971～1 977

Tichelar B, Ruff L J. 1989. How good are our best models? Jackknifing, Bootstrapping, and Earthquake Depth. *EOS*, **70**: 605～606

Wald D J, Heaton T H, Hudnut K W. 1996. The slip history of the 1994 Northridge, California, earthquake determined from strong-motion, teleseimic, GPS, and leveling data. *Bull Seism Soc Amer*, **86**(1B): S49～S70

Zheng T Y, Ai Y S, Chen Q Z. 1998. The 16 september 1994 Taiwan Strait earthquake: a simple rupture event starting as a break of asperity. *Phys Earth Planet Inter*, **107**: 269～284

第21卷 第4期
1999年7月 (427～432)
地 震 学 报
ACTA SEISMOLOGICA SINICA
Vol. 21, No. 4
Jul., 1999

设定地震影响场的GIS模拟*

左惠强[1)] 谢礼立[2)] R. D. Borcherdt[3)]

1) 中国北京 100081 中国地震局地球物理研究所
2) 中国哈尔滨 150080 中国地震局工程力学研究所
3) U. S. Geological Survey, CA94025 Menlo Park

摘要 简要介绍了 R. D. Borcherdt 提出的考虑场地条件对地震动影响的方法；并利用该方法和美国旧金山湾区(San Francisco Bay Area)详细的地质及场地分类资料，采用GIS技术对设定地震的影响场进行模拟，编制了模拟软件. 本研究是与美国地质调查局(U. S. Geological Survey)合作研究的部分成果.

关键词 场地分类 场地效应 影响场模拟 GIS

引言

近年来的一些地震，如墨西哥(1985年)、中国澜沧-耿马(1988年)、美国Loma Prieta (1989年)和Northridge(1994年)等，多次表明场地条件对地震动和震害有明显影响. 一般而言，震害和损失多集中在软弱场地上. 在抗震规范中如何更好地考虑场地因素，一直是地震工程研究的重点之一.

Loma Prieta 和 Northridge 地震时，美国获得了大量的强震记录，为定量地研究局部场地条件对地震动的影响创造了条件. 这些数据来自不同场地条件，从非常软的粘土到基岩；强度范围也很大，使得可以将震源特性和地震波传播途径等因素与场地影响分离开来. 通过研究，Borcherdt(1994a)建立了地震动与场地条件之间的联系. 其结果被用于美国抗震规范中有关场地影响条文的修正.

设定地震影响场是在平均地震动分布的基础上，考虑局部场地条件的放大作用后得到的. 设定地震影响场的模拟对于预测场地破坏(如液化、滑坡和震陷等)，分析结构震害和经济损失的分布，以及抗震设防区划均有重要作用. GIS是进行空间数据管理、操作与分析的有力工具. 它将断层、地震、地形、场地分类、地下水位等信息综合在一起，使设定地震影响场的模拟成为可能. 通过它可以形象地反应出地震动分布的情况.

1 估计场地相关反应谱的方法

自由地表的、阻尼比5%的场地相关反应谱(S_a)由下式定义(Borcherdt, 1994a)：

---

* 国家科委、国家自然科学基金会资助课题. 中国地震局地球物理研究所论著 99AC0124.
1998-10-21 收到初稿，1999-03-22 收到修改稿并决定采用.

$$S_a = \text{对每一周期}(T)\text{取最小值}\begin{cases} I_a F_a \\ I_v F_v (1/T)^x \end{cases} \tag{1}$$

这里，I_a 和 I_v 是均匀参照场地下，短周期(加速度)和中等周期(速度)地面运动谱的输入水平；F_a 和 F_v 是相对于均匀场地条件地面运动谱的输入(I_a 和 I_v)而言，短周期(加速度)和中等周期(速度)地面运动的平均场地放大因子；T 代表地面运动周期(s)，x 是中长周期反应谱的衰减指数.

1.1 地面运动谱输入水平 I_a 和 I_v(以美国为例)

(1) 根据有效地震动峰值 A_a 和 A_v 区划图(Algermissen，1982)确定地面运动谱输入水平 I_a 和 I_v. 这时，$I_a = 2.5 \times A_a$，$I_v = 1.2 \times A_v$，均匀参照场地条件为基岩(SC-Ib)，$x = 2/3$.

(2) 根据加速度反应谱 0.3 s 值($S_{a0.3}$)和 1.0 s 值($S_{a1.0}$)区划图(Algermissen，1991)确定地面运动谱输入水平 I_a 和 I_v. 这时，$I_a = S_{a0.3}$，$I_v = S_{a1.0}$. 均匀参照场地条件为 S_2，相当于 SC-Ⅱ 和 SC-Ⅲ 的综合，即 SC-(Ⅱ+Ⅲ)，$x = 1$.

(3) 特定的地震危险性分析结果. 确定地面运动谱输入水平 I_a 和 I_v，意味着选择了一种均匀参照场地条件. 场地放大因子 F_a 和 F_v，即相对于此类参照场地条件而言. 采用不同的参照场地条件，F_a 和 F_v 也应相应变化.

1.2 局部场地条件特性

局部场地条件特性由地表 30 m 覆盖层的平均剪切波速描述.

(1) 根据地表的地质条件描述对场地分类，然后，根据分类情况大概估计平均剪切波速.

(2) 通过覆盖土层的物理性质描述和波速随埋深的变化规律(从类似资料中得到)，推算每个覆盖层的平均剪切波速，最后得到 30 m 覆盖层的平均剪切波速.

(3) 通过波速测量直接得到 30 m 覆盖层的平均剪切波速.

第 1 种方法是一种粗略的估计方法. 由于覆盖层的放大作用通常会随深度而减小，所以仅凭地表的定性描述而确定的场地放大因子有可能会偏于保守. 如果有关于场地特性随深度变化的资料(如柱状图)，则会对场地分类的精度有所改善. 如果场地描述有很大的不确定性，可采用较保守的场地分类. 第 2 和第 3 种方法利用推算或实测的 30 m 覆盖层的平均剪切波速，可对场地进行更为详细的分类，同时也使场地放大因子成为剪切波速的连续函数.

1.3 场地相关放大因子 F_a 和 F_v

场地相关放大因子 F_a 和 F_v 是平均剪切波速 v 和地面运动输入水平 I 的函数. 对于1.1 中的第 1 种情况，$I = A_a$；对于 1.1 的第 2 种情况，$I = S_{a0.3}/F_a(v_{SC-(Ⅱ+Ⅲ)}, S_{a0.3})$.

$$F_a(v, I) = (v_0/v)^{m_a} \qquad F_v(v, I) = (v_0/v)^{m_v} \tag{2}$$

这里
$$\begin{cases} m_a = \lg[F_a(v_{SC-Ⅳ}, I)]/\lg[v_0/v_{SC-Ⅳ}] \\ m_v = \lg[F_v(v_{SC-Ⅳ}, I)]/\lg[v_0/v_{SC-Ⅳ}] \end{cases} \tag{3}$$

式中，v_0 是设定地面运动谱输入水平 I_a 和 I_v 参照场地条件的平均剪切波速，$v_{SC-Ⅳ}$ 是软弱场地(第 4 类，SC-Ⅳ)的平均剪切波速. $F_a(v_{SC-Ⅳ}, I)$ 和 $F_v(v_{SC-Ⅳ}, I)$ 是相对于“软弱土 SC-Ⅳ”和地面运动输入水平 I 情况下，短周期和中等周期的放大因子.

针对“坚实基岩 SC-Ib”的场地相关放大因子 F_a 和 F_v，可利用表 1 和式(2)确定.

表1　参照场地条件为"坚实基岩 SC-Ib"的放大因子

地面运动输入水平		场地分类(平均剪切波速 v/m·s^{-1})					
		SC-Ia(A$_0$)	SC-Ib(A)	SC-Ⅱ(B)	SC-(Ⅱ+Ⅲ)(B/C)	SC-Ⅲ(C)	SC-Ⅳ(D)
		1620	1050	540	450	290	150
I/g	m_a	短周期放大因子 F_a					
≤0.1	0.35	0.86	1.00	1.26	1.35	1.57	1.98
0.2	0.25	0.90	1.00	1.18	1.24	1.38	1.63
0.3	0.10	0.96	1.00	1.07	1.09	1.14	1.21
≥0.4	−0.05	1.02	1.00	0.97	0.96	0.94	0.91
I/g	m_v	中等周期放大因子 F_v					
≤0.1	0.65	0.75	1.00	1.54	1.73	2.31	3.54
0.2	0.60	0.77	1.00	1.49	1.66	2.16	3.21
0.3	0.53	0.79	1.00	1.42	1.57	1.98	2.80
≥0.4	0.45	0.82	1.00	1.35	1.46	1.78	2.40

2　地震动衰减规律

地震动衰减规律提供了均匀场地的地震动分布．本研究采用 PGA 和 8 个周期的加速度反应谱(S_a)为参数，即 0.1，0.3，0.5，0.75，1.0，1.5，2.0 和 4.0 s 的加速度反应谱值．在考虑了场地放大效应后，将这些值连续在一起即可构成场地相关加速度反应谱的形状．本研究采用的地震动衰减规律(针对美国西部)有以下几种：

(1) Boore 等 (1997)．

$$\ln Y = b_1 + b_2(M-6) + b_3(M-6)^2 + b_5\ln r + b_V\ln\frac{v_S}{v_A} \tag{4}$$

式中，$r=(r_{jb}^2+h^2)^{1/2}$，对走滑断层地震，$b_1=b_{1SS}$；对逆冲断层地震，$b_1=b_{1RS}$；对机制不明地震，$b_1=b_{1ALL}$．Y 为 PGA 或 S_a，单位 g；M 为矩震级，r_{jb}^2为断层距离，v_S 为场地的平均剪切波速．其它均为统计参数．

(2) Sadigh 等(1986)．

$$\ln(SD) = a + bM_W + c_1(8.5 - M_W)^{c_2} + d\ln[r + h_1\exp(h_2M_W)] + \varepsilon \tag{5}$$

式中，SD 为 PGA 或 S_a，单位 g；M_W 为矩震级，r 为断层距离；a,b,c,d,h 均为统计参数．

(3) Campbell 和 Bozorgnia (1994)．

$$\ln(SD) = -3.512 + 0.904M_W - 1.328\ln\sqrt{r^2 + [0.149\exp(0.64M_W)]^2} + \varepsilon \tag{6}$$

式中，SD 为 PGA，单位 g；M_W 为矩震级，r 为断层距离．

(4) Crouse (1991)．

$$\ln(SD) = c_1 + c_2M + c_3\ln[D + c_4\exp(c_5M)] + c_6 + \varepsilon \tag{7}$$

式中，SD 为 PGA，单位 cm/s^2；M_W 为矩震级，r 为震源距离，h 为震源深度．其它均为统计参数．

3　用 GIS 模拟设定地震影响场

场地分类数据和计算场地放大因子的方法是设定地震影响场模拟的前提．对于美国旧金山湾区(San Francisco Bay Area)，这两个前提都已经具备．Borcherdt(1994a)提出的计算

场地放大因子的方法主要是依据 Loma Prieta 的强震记录数据，所得到的结果适用于旧金山湾区. 另外，Wentworth(1993) 、Borcherdt 和 Wentworth(1991)曾对该地区的地质情况进行过详细研究，结合其它各种数据(如钻孔、波速等)进行了场地分类. GIS 是进行空间数据管理、操作与分析的有力工具. 它将断层、地震、地形、场地分类、地下水位等信息综合在一起，为设定地震影响场的模拟提供了技术支持. 本研究采用的 GIS 工具是 MAPINFO.

3.1 旧金山湾区的场地分类

旧金山湾区的场地分类采用 Borcherdt(1994a)提出的方法(如表 2 所示). 由于场地分类单元比较大，为了精确地计算每个单元到发震断层的距离，需要将场地单元划小. 通过 GIS 的空间操作，可以实现这一过程. 先将研究范围划分成 1 km×1 km 的网格，再将其与场地分类图层迭合(Overlay). 这样既可以将单元划小，又可以保持原来场地分类的边界.

旧金山湾区的场地分类比较复杂，包括了从基岩到软弱土的各种情况. 围绕湾区的软弱土强度很差，被称作“湾区泥”(bay mud). Loma Prieta 地震中，距离震中 100 多千米的旧金山市北部遭受严重破坏，主要是因为湾区泥的放大作用引起的.

表 2 R. D. Borcherdt 场地分类表

名称	简要描述	剪切波速/m·s^{-1}		
		下限	均值	上限
A_0	硬基岩(hard rock)	1 400	1 620	
A	坚实基岩(firm to hard rock)	700	1 050	1 400
B	软基岩(gravely soils and firm to soft rock)	375	540	700
C	粘土和沙土(stiff clay and sandy soils)	200	290	375
D	软土(soft soils)	100	150	200

3.2 设定地震

USGS 对美国加州的地震构造和地震活动性进行了大量研究，拥有丰富的资料，可根据活断层的性质给出设定地震. 地震动衰减规律采用 Boore 等(1997)的公式. 地震危险性分析采用断层破裂模型. 地震震级与断层破裂长度的关系(Bonilla，1984)如下：

$$\lg l = -2.27 + 0.539 M_W \tag{8}$$

这里，l 为断层破裂长度(km)，M_W 为矩震级. 假设断层破裂面为垂直，地震在震源两侧沿断层等长破裂.

确定设定地震时，首先选定发震断层的分段(fault segments)，将分段的断层联接在一起，认为设定地震可以破裂到不同的分段上，但不超出各分段的总和. 然后确定设定地震在断层上的震中位置，假定震级的大小，根据式(8)得到断层的破裂长度，模拟地震在断层上的破裂情况. 如果断层破裂长度超过了选定的几个分段的总长度(l_0)，则认为断层破裂长度为 l_0；如果一端的破裂长度超过设定范围，则破裂从该端开始，相当于将破裂向另一端适当移动.

3.3 用 GIS 模拟设定地震影响场

本研究中，破裂可以沿断层的实际迹线进行. 模拟的地震动参数为 PGA 和加速度反应谱(S_a)8 个周期(0.1，0.3，0.5，0.75，1.0，1.5，2.0 和 4.0 s)的值.

假设在加州圣安德烈斯断层(San Andres fault)上发生矩震级为 7.7 的地震. 分别计算

每个场地单元到断层迹线的最短距离，根据地震动衰减规律可以计算出平均场地条件下的地震动分布. 利用该结果，结合场地分类信息和场地放大因子 F_a 和 F_v(表 1)，计算出各场地单元的地震动值，用 GIS 形象地反应出地震动分布的情况.

图 1 表示了地震动参数为加速度反应谱 0.3 s 值的模拟结果. 图 2 表示了地震动参数为加速度反应谱 1.0 s 值的模拟结果. 对于反应谱 1.0 s 值的分布，场地分类起到了相当重要的作用，在 Bay Mud 地区有很明显的放大作用. 在旧金山市北部，也可以看到有异常的区域出现，这可与该地区在 Loma Prieta 地震时的烈度异常相对应.



图 1　设定地震(M_W=7.7)加速度反应谱 0.3 s 值分布图



图 2　设定地震(M_W=7.7)加速度反应谱 1.0 s 值分布图

3.4　设定地震影响场 GIS 模拟软件

为了可以模拟旧金山湾区任何一次设定地震的影响场，本研究编制了 GIS 模拟软件 DSHAMAIN(digital seismic hazard analysis main). 软件以 MAPBASIC 语言编写，在 MAPINFO 环境下运行.

4　结语

设定地震影响场的模拟，对于预测场地破坏(如液化、滑坡和震陷等)，分析结构震害和经济损失的分布，以及抗震设防区划均有重要作用. GIS 技术和大量的数据使得这种模拟成为可能. 本文介绍了模拟的方法和技术. 下一步的计划是用 1994 年美国 Northridge 地震的数据修正场地放大因子 F_a 和 F_v，并将设定地震影响场的模拟技术应用于实际工程中.

参 考 文 献

Algermisson S T. 1982. *Probabilistic Estimates of Maximum Acceleration and Velocity in Rock in the Contiguous United States.* U S Geological Survey Open-File Report, 82～1 033

Algermission S T. 1991. Probabilistic ground-motion hazard maps of response spectral ordinates for the United States. *Fourth International Conference on Seismic Zonation, Proc.* , Vol. Ⅰ. Stanford, California, 687～694

Bonilla M G. 1984. Statistical relations among earthquake magnitude, surface length, and surface fault displacement. *Bull Seism Soc Amer*, **74**(6):2 379～2 412

Boore D M, Joyner W B, Fumal T E. 1997. Equations for estimating horizontal response spectra and peak acceleration from western North American earthquakes a summary of recent work. *Seismological Research Letters*, **68**(1): 128～153

Borcherdt R D. 1994a. Estimates of site-dependent response spectra for desigin (methodology and justification). *Earthquake Spectra*, **10**(4): 617～653

Borcherdt R D. 1994b. New developments in estimating site effects on ground motion. *Proceeding of Seminar on New Development in Earthquake Ground Motion Estimation and Implications for Engineering Design Practice ATC* 35-1, *Applied Technology Council*. Redwood City, California. ppl0, 1～44

Borcherdt R D, Wentworth C M. 1991. On the observation and predictive GIS Mapping of Ground Response in the San Francisco Bay Region, California. *Proceedings of Fourth International Conference on Seismic Zonation*, **111**: 545～552

Campbell K W, Bozorgnia Y. 1994. Near-source attenuation of peak horizontal acceleration from worldwide accelerograms records from 1957 to 1993. *Proceedings of Fifth U S National Conference on Earthquake Engineering*. Chicago, Illinois.

Crouse. 1991. Ground motions attenuation equation for earthquake on the Cascadia Subduction zone. *Earthquake Spectra*, **7**(2): 201～236

Building Seismic Safety Council for Federal Emergency Management Agency . 1994. *NEHRP Recommended Provisions for the Development of Seismic Regulations for New Buildings* , Vol. I

Sadigh K E, Egan J A, Youngs R R. 1986. Specification of ground motion for design of long period structures. *Earthquake Notes*, **57**(1): 13～18

Wentworth C M. 1993. *General Distribution of Ceologic Material in the Southern San Francisco Bay Region, California: a Digital Map Database*. U S Geological Survey, Open-file Report, 93～693

第21卷 第4期
1999年7月 (433～438)

地 震 学 报
ACTA SEISMOLOGICA SINICA

Vol. 21, No. 4
Jul., 1999

用面波估计浅土层的品质因子*

胡家富[1)] 苏有锦[2)]

1) 中国昆明 650031 云南大学地球科学系
2) 中国昆明 650041 云南省地震局

摘要 根据一个 55 m 测线记录到的瑞雷波，利用多通道记录处理方法得到 5～40 Hz 内的相、群速度频散，并由速度频散反演得到深度 35 m 以上土层的剪切波速度结构；同时，计算出基阶瑞雷波振幅谱的空间分布，以线性回归方法得衰减系数频散曲线；最后，反演得到各土层的 Q_β 结构. 结果表明：在软沉积层里 $Q_\beta<10$；而在风化基岩里 Q_β 为 30 左右.

关键词 瑞雷波 回归 Q_β 结构

引言

速度和衰减的信息对理论研究地震过程中的地面运动有很大的联系，最近的研究(Malagnini, 1996)表明，浅层 30 m 以上土层的剪切波速度结构对评估场址的强地面运动至关重要. 然而，精确测定这一深度范围内的土层结构和动力特性却是比较困难的. 首先，是松散土层对高频地震波的吸收；其次，在近场范围内，局部非均场址引起的聚焦和散射效应已不可忽略；再次，几何扩散不易消除. 另外，在松散土层中，以弹性波理论为基础的几何地震学已不完全适用(赵鸿儒，郭铁栓，1994)，这些因素给应用体波测定介质品质因子带来了不小的困难. 与体波相比，面波具有能量强，几何扩散容易消除的特点. 而且，面波所具有的频散特性与介质的层状结构有直接的联系，这就为利用面波的频散特性测定地下土层的力学性质，进而为工程设计和工程抗震提供可靠依据奠定了基础. 在近源面波信号处理过程中，虽然表面源最容易激发基阶振型面波，但由于介质的复杂性和场址响应函数形状的不同，不可避免地会产生高阶振型面波，这就给面波分析带来了不小的困难. 为了利用地震面波的频散特性研究场地的动力特性，为工程设计提供必要的工程力学参数，本文从观测信号中分离出基阶振型面波，测定其频散特性，以此反演得到场地的剪切波速度结构. 为了更精确地反映工程场地的吸收特性，根据多道基阶振型面波的振幅谱在空间分布的规律，利用回归方法得到面波的空间衰减系数，并以此反演得到土层的 Q_β 值随深度分布.

1 数据采集

某单位拟在昆明市华山南路建一高层住宅，在工程地质勘察中，发现该场地岩溶较为

* 云南省自然科学基金资助项目.
1998-10-12 收到初稿，1998-12-22 收到修改稿，1999-01-19 决定采用.

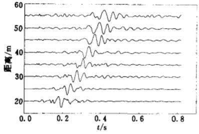


图1 观测地震图

发育，存在溶洞和裂隙等不良地质现象. 经钻孔揭示，在整个场地内覆盖层仅为 20 m 左右，自上而下分别由人工填土、粘土、粉质粘土、粘土、砾砂、破碎灰岩，基岩为灰岩. 受建设单位的委托，我们对该场地做浅层地震勘探，其目的是探测该场地的速度分布，提供工程力学参数，为工程设计提供可靠依据. 图1所示是其中的一个排列记录到的波形，所用的炸药量为 250 g，采样间隔为 0.2 ms，采样长度为 4 096 点，所用检波器系中国地震局地震仪器厂生产的 DJ-1 型垂直向单分量速度计. 排列的长度为 55 m，记录道数为 12，道间距为 5 m，因本研究只利用面波，故这里仅给出源检距为 20～55 m 的 8 道记录.

2 处理方法及其结果

在距震源为 x 处观测到的面波记录 $f(x,t)$ 可以认为是一系列振型叠加的结果，并记为

$$f(x,t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\sum_{m}A_m(x,\omega)\mathrm{e}^{i\omega t}\mathrm{d}\omega \tag{1}$$

其中

$$A_m(x,\omega)=I(\omega)S_m(\omega)\frac{R_m(\omega)\mathrm{e}^{-\gamma_m(\omega)x}}{\sqrt{x}}\mathrm{e}^{-iK_m(\omega)x} \tag{2}$$

是第 m 阶振型的傅氏谱，这里

$$\gamma_m(\omega)=\frac{\omega}{2U_m(\omega)Q_m(\omega)} \tag{3}$$

在式(1)～(3)中，$I(\omega)$是仪器的响应，$S_m(\omega)$是第 m 阶振型的震源谱，$R_m(\omega)$是第 m 阶振型的路径响应，$\gamma_m(\omega)$是第 m 阶振型的衰减系数，$K_m(\omega)$是第 m 阶振型的波数；$U_m(\omega)$和$Q_m(\omega)$分别为第 m 阶振型在频率为 ω 时的群速度和品质因子. 分析面波信号，其目的就是要精确测量面波的频散和面波的空间衰减特性，并从这些特征中反演出介质的剪切波速度结构和品质因子结构.

2.1 剪切波速度模型

在近场地震面波勘探中，最不期望的现象就是不同振型之间的干扰，这将会给精确测定面波频散带来一定的困难. 为了消除这些干扰，首先利用多重滤波技术(Herrmann, 1973)对图1所示的记录进行处理得到群速度频散，群延时和信号的傅氏相位的关系(Herrin, 1977)如下：

$$t_g(\omega)=\frac{\mathrm{d}\psi}{\mathrm{d}\omega} \tag{4}$$

$$\psi(\omega)=\int_0^{\omega}t_g(\beta)\mathrm{d}\beta \tag{5}$$

这里，ω 是角频率，群延时 $t_g(\omega)$ 可以从对波列进行多重滤波分析中得到，利用上式便可得到滤波器的相位谱；滤波器的振幅谱取白噪谱．将滤波器与信号在频域里作相关，由于二者的相位非常接近，故相关函数的相位在所感兴趣的频带内趋于零相位，在时域里相关函数是如此尖锐，故可以加窗来消除噪声和高阶振型的影响．根据式(4)，加窗后相关函数的相位谱用来对群延时进行校正．经过反复迭代，直到在感兴趣的带宽内滤波器相位与信号相位相等，利用信号谱与匹配的滤波器相位谱便可分离出特定振型信号．

为了研究场地的衰减特性，在分离基阶振型瑞雷波的同时，以时变滤波(Russell *et al.*，1988)对振幅谱进行校正，以保证在分离过程中基阶振型的振幅谱畸变最小，为精确测定衰减频散提供保障．图 2 所示波形就是经上述方法分离出的基阶振型记录．与图 1 相比较，图 2 中已不再含有高阶振型以及其它干扰波，而且长周期面波也更加明显．

为精确测定面波相、群速度频散，利用多道信号处理方法(胡家富等，1998)分析如图 2 所示的多道基阶振型信号，得到如图 3 所示的频散曲线．图中的空心方块为观测相速度频散，实心方块是群速度观测值．利用面波反演剪切波速度需提供一个初始地层模型，为此，我们采用近似方法(胡家富等，1999)从相速度频散获得剪切波速度与深度的分布关系，并参照松散土层中密度变化范围在 1.4 g/cm^3≤ρ≤2.1 g/cm^3，剪切波速度在 90～500 m/s 之间，以及泊松比在 0.40～0.47 之间来推断纵波速度值，由此得到用于反演的初始地层模型．由于面波频散对剪切波速度最敏感，对纵波速度的影响不大，故这样的模型可以接受．根据所得初始模型，对群速度频散进行广义线性反演，对初始模型进行调整得到如表 1 所示的最终地层模型，由该模型计算所得理论群速

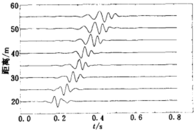


图 2　基阶振型地震图

表 1　反演所得地层模型

层号	层底深度/m	层厚/m	纵波速度/m·s^{-1}	横波速度/m·s^{-1}	密度/g·cm^{-3}
1	2.0	2.0	564	120	1.45
2	4.0	2.0	799	170	1.56
3	7.0	3.0	1 080	240	1.65
4	11.0	4.0	920	200	1.58
5	17.0	6.0	1 200	300	1.79
6	22.0	5.0	1 080	270	1.74
7	27.0	5.0	1 520	380	1.89
8	36.0	9.0	1 720	430	1.98

度频散如图 3 中的实线所示，它与观测值拟合得很好．图 4 是反演所得模型的剪切波速度随深度的分布，图中的虚线表示单孔测井的结果，面波反演结果基本上反演出了地层变化情况，特别是两者所得出的基岩面波埋深非常一致，且速度值也较接近．

2.2　*Q* 模型

在地表的沉积层里，衰减模型在频散现象中起到了不可忽视的作用．研究表明(Win-

kler, Nur, 1982)：介质品质因子之比 Q_a/Q_β 是反映岩石含水量的敏感指标，且敏感程度超过波速比 α/β，这是由于局部液体是流动而不是滑动的影响. 虽然在松散土层中波的非弹性吸收机制还不完全清楚，但完全可以肯定是流体和非弹性效应的叠加. 为了更好地研究土层的动力特性，在利用相、群速度反演剪切波速度的同时，还应该利用 γ 频散反演衰减介质的参数，这对进行地震危险性分析和研究土层的响应函数具有重要意义.

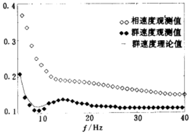


图 3 观测与理论频散

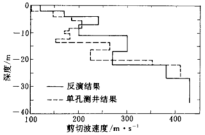


图 4 剪切波速度(β)剖面

由式(1)～(3)知，品质因子模型与 γ 频散之间存在密切的关系，为了测定土层的 Q_β 结构，计算 γ 频散曲线是最基本的步骤. 为了准确测定场址的非弹性特征，首先从研究面波振幅的衰减特性着手，且暂不考虑面波存在聚焦和散射现象，以及局部不同的场址响应. 为此，假定在距震源较小的空间范围内，介质为横向均匀的水平层状介质，且距源为 r 处振幅谱 $A(r,\omega)$ 遵循下式：

$$A(r,\omega) = \frac{A(r_0,\omega)}{\sqrt{r}}\mathrm{e}^{-\gamma r} \tag{6}$$

这里，$A(r_0,\omega)$ 是某一参考距离 r_0 处的振幅谱，γ 是衰减系数. 根据多道记录的特点，对图 2 中的各道基阶振型信号作 MFT 处理，用式(6)对同一频率振幅谱的空间分布特征进行回归，得到该频率的衰减系数. 图 5 是在频率 $f=35.5$ Hz 时基阶振幅谱随源检距的变化情况，图中的振幅谱已经过正归化处理，回归所得的衰减系数 $\gamma=0.067$，实线为理论衰减曲线. 在回归之前，各道振幅谱乘以相应距离的平方根，以消除几何扩散. 由于所采用检波器的固有频率为 1.0 Hz，当大于这一频率时，质点振动速度与电压值成正比，且振动台试验表明，在 100 Hz 以内频率特性平坦. 最后回归得到 5～40 Hz 内的 γ 频散曲线如图 6 中空心方块所示，从图可看出所得结果还是比较平稳的，基本上克服了谱比方法在个别频率点的离散现象. 根据面波的衰减系数反演介质的 Q_β 随深度的分布关系已有较为经典的研究(Mitchell,1975)，实测瑞雷面波衰减系数 γ 与各层介质的品质因子的关系为

$$\gamma = \frac{\pi}{T}\left(\sum_{i=1}^{n}\frac{\partial c}{\partial\alpha_i}\frac{\alpha_i}{c^2}Q_{\alpha_i}^{-1} + \sum_{i=1}^{n}\frac{\partial c}{\partial\beta_i}\frac{\beta_i}{c^2}Q_{\beta_i}^{-1}\right) \tag{7}$$

其中，α_i，β_i，分别为第 i 层的纵、横波速度，Q_{α_i} 和 Q_{β_i} 是纵、横波的品质因子，c 和 T 是瑞雷波的相速度和周期. 在反演过程中，为了减少模型空间的自由度，根据如下关系

$$Q_\beta^{-1} = \frac{4}{3}\left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^2 Q_\alpha^{-1}$$

对式(7)进行约束. 为了正确反演得到各层介质的 Q_β，减小解的任意性，利用表 1 所

示的速度模型作为反演的初始模型，反演得到Q_β随深度的分布如图7所示．所得结果表明：

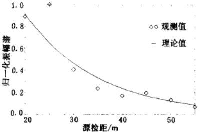


图 5　面波振幅谱随距离的变化规律

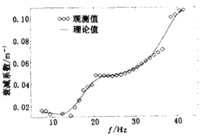


图 6　基阶振型面波的观测与理论衰减系数

随着深度的增加，Q_β 也逐渐增加．在地表附近松散土层的 Q_β 仅为 2.5，说明表层土较松散；在 22 m 附近，即在基岩里达到 25；而在粘土和砂层里最大为 12；当深度达到 36 m 时，随着基岩风化程度的减弱，Q_β 也达到 31．在土层里，Q_β 与剪切波速度的关系不太明显；而在基岩里，随剪切波速度的增加 Q_β 也增加．综合反演所得的两个剖面，并与钻孔资料相比较，均明显地反映出基岩的埋深．反演得模型的理论 γ 频散曲线见图 6 中的实线所示，它与观测值拟合得很好．

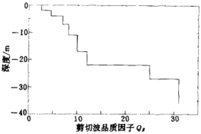


图 7　Q_β 随深度分布

3　讨论与结论

在地震过程中，地面运动的放大主要是由两个相矛盾的因素造成，一方面是浅层土的共振使波的振幅放大；另一方面是发生在松散土层里的强非弹性吸收．Malagnini(1996)研究证实场址运动的强弱主要由 30 m 以上的土层剪切波速度结构决定，为了精确探测这一深度内各土层的情况，除了昂贵的钻探和测井以外，利用面波频散反演工程场地的剪切波速度不失为一种有效方法．本文反演得到的浅土层的剪切波速度值略高于单孔测井结果，这是属于正常现象，且估计反演结果更接近真实情况．首先，钻探是根据某种特定的指标进行分层，实际上肯定是一个逐渐变化的过程，而不是突变．其次，单孔测井计算速度时是以钻探分层为前提的，这就不可避免地导致测井结果与反演结果的偏差．另一方面，估计沉积层的非弹性结构比较困难，由于横向非均性的存在，常规的谱比技术会导致离散的结果，作为一种尝试，本研究采用回归方法所得的衰减系数频散较为平稳．反演结果表明：Q_β 在沉积层小于 10，风化基岩里为 30 左右．Jongmans(1990)的原位测试表明：在粘土和松散的砂里，$1.4<Q_\beta<2.1$，而在强风化基岩里，$Q_\beta<6$．与此相比，本文所得结果偏高．但是，Gibbs 等(1994)利用地表的空气能源激发剪切波，根据跨孔试验测得软沉积层里的 Q_β 值为 10，与本文所得结果较相似．造成这种差别的主要因素有：Q 值较为离散，偏差较

大；另外，可能还与地区、岩性及土层类别有关. Q_β 作为反映土层剪切特性的物理量，由于不易测量，过去在工程中使用不多. 作为尝试，但愿此文起到抛砖引玉的作用.

参 考 文 献

胡家富，段永康，胡毅力. 1998. 利用多道信号测定短周期面波频散. 地球物理学报，**41**(增刊)：298～304

胡家富，段永康，胡毅力，等. 1999. 利用瑞雷波反演浅土层的剪切波速度结构. 地球物理学报(待发表)

赵鸿儒，郭铁栓. 1994. 工程地震勘探综述. 地球物理学进展，**9**(3)：80～85

Gibbs J F, Boore D M, Joyner W B. 1994. The attenuation of seismic shear waves in quatenary alluvium in Santa Clara Valley, California. *Bull Seism Soc Amer*, **84**(1): 76～90

Herrin E, Goforth T. 1977. Phase-matched filter: Application to the study of Rayleigh waves analysis. *Bull Siesm Soc Amer*, **67**(5): 427～444

Herrmann R B. 1973. Some aspects for band-pass filtering of surface waves. *Bull Seism Soc Amer*, **63**(2): 663～671

Jongmans D. 1990. In-situ attenuation measurements in soils. *Eng Geol*, **29**(1): 99～118

Malagnini L. 1996. Velocity and attenuation structure of very shallow soils: evidence for a freqency-dependent Q. *Bull Seism Soc Amer*, **86**(5): 1 471～1 496

Mitchell B J. 1975. Regional Rayleigh wave attenuation in North America. *J Geophys Res*, **80**(B5): 4 904～4 916

Russell D R, Herrmann R B, Hwang H J. 1988. Application of frequency variable filters to surface-wave amplitude analysis. *Bull Seism Soc Amer*, **78**(1): 339～354

Winkler K W, Nur A. 1982. Seismic attenuation: effect of pore fluids and frictional sliding. *Geophysics*, **47**(1): 1～15

第21卷　第4期
1999年7月　(439～442)

地　震　学　报
ACTA SEISMOLOGICA SINICA

Vol. 21, No. 4
Jul., 1999

研究简报

新疆305地学断面北段的地热特征*

祖金华[1)]　吴乾蕃[1)]　廉雨方[1)]　陈新发[2)]

1) 中国北京 100029 中国地震局地质研究所
2) 中国新疆维吾尔自治区克拉玛依 834000 新疆石油管理局

关键词　地学断面　地热场　准噶尔盆地

新疆305地学断面研究是国家"九五"科技攻关项目. 通过地学断面，综合研究不同地质单元的地层、沉积、构造、岩石、变质作用，以及地壳、上地幔结构和地球物理场特征，研究岩石圈演化历史和动力学过程以及它们与矿产和石油资源形成及分布的关系(吴乾蕃等，1990).

新疆305地学断面北自布尔津，终止于昆仑山的麻扎. 本研究区域是305地学断面的北段，即北东向穿过准噶尔盆地的西南部和西北缘及北天山山前，靠近或穿越夏子街、乌尔禾、百口泉、红山嘴、车排子、独山子等油田，全长约400余千米(图1).

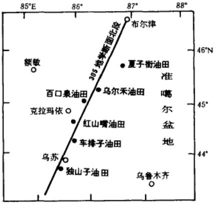


图1　研究区域各油田位置

1　地质概况

准噶尔盆地经加里东及华力西造山运动而形成，可能存在一前寒武纪结晶基底组成的稳定地块，上覆有1 500～8 000 m以上的中、新生代地层. 在盆地边缘沉降幅度大、地层厚度厚，而向盆地方向则沉降幅度小、地层厚度薄. 此外，盆地边缘经燕山及喜山运动，在山前形成了中、新生代褶皱向斜和背斜及一系列深断裂和大断裂(新疆维吾尔自治区地质矿产局，1993).

准噶尔盆地西南部和西北缘及北天山山前的地层是由中、新代的第三系、白垩系、侏罗系、三迭系及古生代的二迭系组成，并为克拉玛依—乌尔禾断裂、乌尔禾—夏子街断裂、红山嘴—车排子断裂所切割，形成了著名的克拉玛依、百口泉、乌尔禾、夏子街、红山嘴、车排子、独山子等诸封闭式油田.

2　地热数据

地球内热的产生与传递是造成各种构造活动的重要原因之一. 因此，研究地壳、上地幔的地热场分

* 中国地震局"九五"项目(95-04-09)、国家自然科学基金会(97374242)和中华人民共和国科技部(96-915-07-03)资助项目.
1998-11-10收到初稿，1999-03-01收到修改稿并决定采用.

布及其热动态，对探讨孕育强震的深部环境、动力学过程、岩石圈演化以及矿产和石油的形成和分布都具有重要的意义.

表1 新疆305地学断面北段研究区域地层年代与岩石热传导率一览表

界	系	统	组	岩性	热传导率/$Wm^{-1}K^{-1}$	岩性	大地热流/$mW\cdot m^{-2}$
新生界K_z	上第三系N	中新	独山子N_2^1	泥岩(缺)		砂岩(缺)	
		上新	塔西河N_1^2	泥岩	1.84	砂岩	2.16
			沙湾N_1^1	泥岩	1.83	砂岩	1.87
	下第三系E	古新	安集海河E_3	泥岩	1.70	砂岩	1.57
		渐新	红砾山E_{1+2}	缺			
中生界Mz	白垩系K	上统	艾里克湖K_2	缺			
		下统	吐谷鲁K_1	泥岩	1.65	沙质泥岩	1.72
	侏罗系J	上统	喀拉扎J_3^2	砂岩	1.50		
			齐古J_3^1	泥岩	2.26		
		中统	头屯河J_2^2	泥岩	1.87		
			西山窑J_2^1	砂岩	2.45		
		下统	三工河J_1^2	泥岩	1.75		
			八道湾J_1^1	砂岩	1.72		
	三迭系T	上统	白碱滩T_3	砂岩(缺)		泥岩	1.67
		中统	克拉玛依T_2	砂岩	2.14	沙砾岩	1.75
		下统	百口泉T_1	沙砾岩	3.43		
古生界Pz	二迭系P	上统	乌尔禾P_2	角砾岩	3.10	砂岩	1.65
		下统	夏子街P_1	砂岩	1.65		

表2 新疆305地学断面北段地热数据一览表

序号	地点	λ_E	φ_N	研究段范围/m	地温梯度/℃(100 m)$^{-1}$	热导率/$Wm^{-1}K^{-1}$	大地热流/$mW\cdot m^{-2}$
1	夏子街	86°05′21″	46°09′14″	1 420～1 680	1.92	2.35	45.2
2	夏子街	86°01′23″	46°08′51″	1 623～2 923	2.05	1.93	39.8
3	乌尔禾	85°38′11″	46°06′57″	2 290～2 350	2.00	2.38	47.7
4	百口泉	85°26′54″	45°56′06″	1 000～1 350	3.90	1.81	70.8
5	百口泉	85°27′46″	45°52′17″	2 340～2 440	3.20	1.95	63.4
6	百口泉	85°30′22″	45°58′49″	900～1 230	2.50	1.76	44.0
7	百口泉	85°28′26″	45°56′05″	1 710～1 820	2.00	1.95	38.9
8	百口泉	85°29′17″	45°50′59″	270～2 830	2.07	1.70	35.2
9	红山嘴	84°52′15″	45°27′28″	600～780	3.93	1.95	76.6
10	红山嘴	84°56′35″	45°19′37″	1 200～1 340	3.10	2.02	62.8
11	红山嘴	84°55′27″	45°18′16″	810～1 180	3.15	1.67	52.8
12	红山嘴	85°03′12″	45°23′18″	320～2 550	2.71	1.89	51.1
13	红山嘴	84°59′19″	45°18′56″	1 500～1 640	2.68	1.89	50.7
14	红山嘴	84°59′11″	45°19′59″	200～2 160	2.48	1.88	46.5
15	红山嘴	84°49′54″	45°24′56″	540～1 750	2.02	2.04	41.0
16	车排子	84°56′45″	44°50′45″	2 390～2 740	4.12	1.72	70.8
17	车排子	84°52′03″	44°54′58″	1 200～2 110	3.79	1.85	69.9
18	车排子	84°57′53″	44°51′02″	2 410～2 850	3.92	1.72	67.4
19	车排子	84°55′15″	45°05′14″	1 030～1 490	3.72	1.74	64.5
20	车排子	84°53′06″	45°01′39″	870～1 230	3.27	1.81	59.5
21	车排子	84°57′52″	44°49′44″	3 040～3 610	3.04	1.86	56.1
22	车排子	85°00′07″	44°46′37″	2 500～2 710	3.28	1.64	53.6
23	车排子	84°58′22″	44°51′30″	1 690～2 140	2.80	1.70	47.3
24	独山子	84°52′17″	44°18′05″	440～950	2.72	1.83	49.8
25	独山子	85°22′17″	44°17′32″	840～1 390	2.28	2.01	46.1
26	独山子	84°31′50″	44°17′50″	180～2 150	2.14	1.95	41.9
27	独山子	84°52′37″	44°17′48″	80～840	1.50	1.98	30.2

岩石热传导率是采用 QTM 型快速热传导率仪测定的，其精度±5%，重复率±3%；筛选的岩芯是地层中具有代表性的厚层岩石.

多年来，新疆石油管理局在准噶尔盆地和北天山山前测量了一批井温曲线和试油点测的井温资料.在管理局勘探部的支持下，我们采集了研究区域内的井温资料和不同地层年代的岩芯进行热导率测试，取得了一批岩芯热导率值(表 1)，并计算得到 27 个实测的大地热流值(表 2).

3 讨论

(1) 地热场分布. 准噶尔盆地西南部的车排子油田，无论是大地热流、地温梯度还是 2 000 m 处的温度都比较高，而靠近北天山山前的独山子油田的地热场最低，盆地西南部的车排子油田的地热场比靠近准噶尔盆地西北缘扎克伊尔山东侧的红山嘴、百口泉油田高，比哈拉阿拉特山东侧的乌尔禾、夏子街油田更高(图 2，3 和表 3).

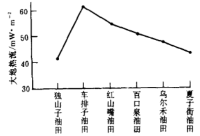


图 2 研究区域各油田平均大地热流

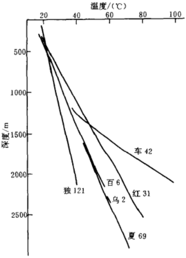


图 3 研究区域各油田部分钻孔的地层温度曲线

(2) 根据地震探测资料，准噶尔盆地和北天山山前的莫霍面厚度分布为：独山子油田 42 km，车排子油田 39 km，红山嘴油田和百口泉油田均为 40 km，乌尔禾油田和夏子街油田均为 41 km，进一步验证了准噶尔盆地边缘沉降幅度大、地层厚度厚，而向盆地内部沉降幅度小，地层厚度薄.

根据镜像效应，准噶尔盆地西南部无论莫霍面或地幔高导层都比盆地西北缘和北天山山前浅. 这与研究区域的地热场特征是对应的，盆地西北缘和北天山山前的莫霍面或地幔高导层深，地热场呈低值；盆地西南部的莫霍面或地幔高导层浅，地热场呈高值. 由于地热场受莫霍面和地幔高导层埋藏深度的控制，埋藏深度越浅，地热场越高(吴乾蕃等，1988).

(3) 准噶尔盆地属于前寒武纪稳定的结晶岩地块，其大地热流值比较低，大大低于年轻、活动的结晶地块. 从实测的 27 个大地热流值分布状况来看，准噶尔盆地西北缘和北天山山前的大地热流值很低，平均值为 46.5 mW/m². 盆地西南部的大地热流值为 60.3 mW/m². 研究区域的平均大地热流值不高，平均为 53.4 mW/m²，低于全球大地热流平均值.

(4) 准噶尔盆地西北缘逆掩断裂带的构造特征. 该断裂带是由西南的车排子—红山嘴断裂带、中部的克拉玛依—乌尔禾断裂带、东北部的乌尔禾—夏子街断裂带组成. 这 3 个断裂带互相衔接，呈一系列弧形断裂. 由西南部的车-红断裂带至北部的乌-夏断裂带的变化趋势是断面滑移距离越来越大，褶皱运动越来越强(谢宏等，1984)，与地热场由西南部的车排子油田向西北部的夏子街油田越来越低相对应. 由于褶皱运动越强，造成的地壳褶皱带或隆起区越厚，因而其地热场也越低.

表3 305地学断面研究区域各油田平均地热数据

油田位置	大地热流 /mW·m^{-2}	地温梯度 /℃(100 m)$^{-1}$	2 000m温度 /℃
夏子街	42.70	1.99	
乌尔禾	47.73	2.00	
百口泉	50.24	2.91	55.1
红山嘴	54.43	3.08	56.7
车排子	61.13	3.12	60.5
独山子	41.45	2.14	44.8

(5) 油气的生成、运移和富集一般需要具备3个基本条件：① 有丰富的适合于生成油气的有机质；② 有利于油气生成和保存的生、储、盖层配置；③ 有对油气生成和运移起重要控制作用的适宜的温度. 也就是说，通常石油是由沉积物中的大量有机质在地下温度控制下，经过复杂的化学反应而生成的. 可以认为，地层温度或热历史是沉积岩中有机质向油气转化的重要因素(吴乾蕃，谢毅真，1990).

据范光华等(1986)研究，采用时-温指数(即TTI值)，结合地层埋藏史曲线，研究生油层有机质演化史，现今热演化阶段是圈定成熟生油层面积的依据之一. 以下二迭纪为例，其最早于三迭纪早期(240万年)开始生油. 现今地热场较低的盆地西北缘和北天山山前诸油田，处于成熟的凝析油和湿气阶段，地热场较高的盆地内部各油田已进入过成熟的干气阶段.

野外工作中得到新疆石油管理局勘探部的支持，并得到白鹤仙、杨淑英同志的帮助，在此一并致谢.

参 考 文 献

范光华，宋泽元，马强民，等. 1986. 准噶尔盆地油气远景资料预测. 新疆石油地质，7(4)：52～61

吴乾蕃，谢毅真，祖金华，等. 1988. 华北地热场研究. 中国地震，4(1)：41～48

吴乾蕃，祖金华，廉雨方. 1990. 我国第5号地学断面的大地热流研究. 科学通报，35(2)：126～129

吴乾蕃，谢毅真. 1990. 松辽盆地地温场与油气生成、运移、富集的关系. 石油学报，11(1)：9～15

谢宏，赵白，林隆栋，等. 1984. 准噶尔盆地西北缘逆掩断层带的含油特点. 新疆石油地质，5(3)：1～15

新疆维吾尔自治区地质矿产局. 1993. 新疆维吾尔自治区区域地质志. 北京：地质出版社，677～678

第21卷 第4期
1999年7月 (443~444)

地 震 学 报
ACTA SEISMOLOGICA SINICA

Vol. 21, No. 4
Jul., 1999

全球大震和中国及邻区中强震地震活动 (1999年2~3月)*

陈 培 善

(中国北京 100081 中国地震局地球物理研究所)

本目录中的地震参数来自"中国地震台临时报告"(简称"月报"). 其中,国内及邻区给出 $M\geqslant4.7$ 的事件,全球给出 $M\geqslant6$ 的事件. "月报"由中国地震局地球物理研究所九室按月做出.

本目录中的发震时刻采用协调世界时(UTC);为了方便中国读者,也给出北京时(BTC). 震中位置除给出经纬度外,还给出参考地区名,它仅用作查阅参考,不包含任何政治意义;还给出测定震源位置的台数(n)和标准偏差(SD).

面波震级 M_S 是对中周期宽频带SK地震仪记录,采用北京台1965年面波震级公式 $M_S=\lg(A_H/T)+1.66\lg(\Delta)+3.5(1°<\Delta<130°)$ 求得. A_H 是两水平分向最大面波位移的矢量合成位移. M_{S_7} 是对763长周期地震仪记录,采用国际上推荐的面波震级公式 $M_{S_7}=\lg(A_V/T)+1.66\lg(\Delta)+3.3(20°<\Delta<160°)$ 求得. A_V 是垂直向面波最大地动位移. m_b 是短周期体波震级,M_L 是近震震级. 为避免混乱,震级之间一律不换算. 为方便读者,还给出美国NEIC定出的面波震级 M_{SZ} 和短周期体波震级 m_b.

中国及邻区地震目录(1999年2~3月,$M\geqslant4.7$)

编号	发震时刻 UTC 月-日	发震时刻 UTC 时:分:秒	发震时刻 BTC 日-时	地理坐标 $\varphi_N/(°)$	地理坐标 $\lambda_E/(°)$	深度/km	震级 M_S	震级 M_{S_7}	震级 M_L	震级 m_b	震级 M_{SZ} (NEIC)	震级 m_b (NEIC)	标准偏差(SD)	使用台数(n)	地区
1	2-3	12:46:27.5	3-20	28.76	96.05	109				4.7		4.4	2.1	27	印度-中国边境地区
2	9	08:28:27.2	9-16	22.68	118.77	15	4.6	4.6	5.1	4.4		4.4	2.1	49	台湾地区
3	20	02:53:44.5	20-10	21.85	122.07	190				4.7		4.8	1.2	42	台湾地区
4	22	13:49:00.5	22-21	24.17	122.62	35	5.9	5.7	5.4	5.5	5.6	5.4	1.4	66	台湾地区
5	27	17:15:15.0	28-01	41.39	76.67	19	4.6	4.3	5.1	4.6		4.6	2.0	25	吉尔吉斯-新疆边境地区
6	3-8	11:08:07.4	8-19	35.77	88.68	25	4.1	3.9		4.8		3.9	3.4	8	西藏自治区
7	9	10:09:26.1	9-18	35.73	88.82	34	5.1	4.8		4.7	4.3	4.7	1.9	44	西藏自治区
8	11	13:18:05.6	11-21	41.22	114.56	17	5.6	5.4	5.3	5.2	5.2	5.1	2.0	61	中国东北部
9	15	10:42:55.9	15-18	41.84	82.82	9	5.5	5.4		5.2	5.0	5.3	1.6	56	新疆自治区南部
10	17	13:06:34.3	17-21	22.40	118.50	14	4.1	3.7	4.3	4.9			2.2	17	台湾地区
11	17	16:23:26.3	18-00	39.54	76.79	31	4.7	4.5	5.4	4.6		4.5	2.2	28	新疆自治区南部
12	17	20:00:46.9	18-04	37.54	105.50	30	4.1	4.1	4.8	4.2		4.5	2.1	38	中国北部
13	20	00:23:56.2	20-08	39.72	106.83	25	4.4		4.8	4.9		4.0	2.4	25	中国北部
14	23	20:15:29.9	24-04	29.78	127.98	17	5.9	5.6	5.7	5.3	5.3	5.4	1.6	58	中国东海
15	25	03:47:06.2	25-11	26.85	125.67	201				4.7		4.1	0.8	8	台湾东北以远地区
16	25	08:33:24.8	25-16	39.64	77.11	42	5.1	4.9	5.3	4.6	4.6	5.1	1.5	41	新疆自治区南部
17	26	14:34:10.2	26-22	24.96	122.81	154				4.8		4.4	1.5	35	台湾地区
18	28	19:05:12.7	29-03	30.64	79.64	15	6.7	6.4		6.3	6.6	6.4	0.9	60	西藏-印度边境地区
19	28	19:36:07.0	29-03	30.61	79.60	5	5.3	4.9		5.2		5.4	0.9	40	西藏-印度边境地区
20	30	21:02:12.7	31-05	30.53	79.64	10	4.5	4.2		5.0		5.3	1.1	46	西藏-印度边境地区
21	31	21:37:56.8	1-05	38.80	75.30	100				4.7		4.2	2.3	12	塔吉克-新疆边境地区

* 中国地震局地球物理研究所论著 99FC1004.

全球地震目录(1999年2～3月，$M \geqslant 6$)

编号	发震时刻 UTC 月-日	发震时刻 UTC 时:分:秒	BTC 日-时	地理坐标 $\varphi/(^\circ)$	地理坐标 $\lambda/(^\circ)$	深度 /km	震级 M_S	震级 M_{S_7}	震级 m_b	震级 M_{SZ} (NEIC)	震级 m_b (NEIC)	标准偏差 (SD)	使用台数 (n)	地区
1	2-3	01:13:57.5	3-09	20.30S	174.40W	33	6.2	6.0	5.8	6.2	5.8	2.8	49	汤加
2	6	21:47:58.7	7-05	12.31S	166.73E	69	7.2	7.0	6.5	7.3	6.3	0.7	65	圣克鲁斯群岛
3	13	14:45:12.1	13-22	3.56S	145.43E	28	6.2	6.2	5.6	6.3	5.6	1.2	65	新几内亚北海岸近海
4	22	01:00:31.6	22-09	21.07S	170.34E	29	6.2	6.1	5.7	6.4	5.8	0.9	64	洛亚尔提群岛地区
5	25	18:58:31.3	26-02	51.39N	104.95E	7	6.4	6.2	5.2	5.5	5.9	1.4	59	苏联-蒙古边境地区
6	3-4	05:38:25.8	4-13	28.42N	56.63E	57	6.5	6.3	6.2	6.5	6.2	1.4	60	伊朗南部
7	4	08:52:01.5	4-16	5.49N	121.99E	29	6.6	6.4	5.9	6.5	6.4	0.8	61	西里伯斯海
8	7	20:35:45.3	8-04	15.82S	179.46W	37	6.1	5.9	5.6	6.1	5.4	1.9	53	斐济地区
9	8	12:25:46.4	8-20	52.37N	159.03E	31	7.1	6.8	5.8		5.7	1.2	64	堪察加东海岸近海
10	20	10:47:44.7	20-18	51.74N	177.60W	34	6.8	6.7	6.3	6.8	6.3	1.1	60	安德烈亚诺夫群岛
11	21	16:16:01.9	22-00	55.75N	110.47E	5	6.3	6.1	5.3	5.7	5.5	1.7	57	贝加尔湖地区
12	21	16:17:04.3	22-00	55.65N	109.96E	7	6.3	6.1	5.1		5.5	1.3	6	贝加尔湖地区
13	28	19:05:12.7	29-03	30.64N	79.64E	15	6.7	6.4	6.3	6.6	6.4	0.9	60	西藏-印度边境地区
14	31	05:54:42.1	31-13	5.80N	82.60W	10	6.5	6.2		6.1	5.9	2.7	45	中美洲海岸远海

本刊编辑部联系人：刘新美　联系电话：68417744－1035



周荣茂　中国地震局地球物理研究所助理研究员．1992年北京大学地球物理系地球物理专业毕业，获理学学士学位；1998年7月在中国地震局地球物理研究所获理学硕士学位；现为美国美以美大学（Southern Methodist University）地质科学系博士研究生．曾从事地磁活动和非线性动力学研究．现主要从事地震震源物理、地震波传播和反演理论等方面的研究．中国地球物理学会和美国地震学会会员．



柯善明　辽宁省地震局地震研究所助理研究员．1987年吉林大学物理系固体物理专业毕业，获理学学士学位．主要从事震源理论以及非线性地震学方面的研究．辽宁省地震学会会员．



刘　洋　石油大学（北京）讲师．1993年江汉石油学院物探系物探专业毕业，获学士学位；1993～1995年在石油大学（北京）应用地球物理专业攻读硕士学位，1995年9月直攻博士学位，1998年获博士学位．现主要从事地震各向异性和地震资料数据处理方面的研究．中国地震学会、中国石油学会和美国勘探地球物理家协会会员．



金延龙　宁夏回族自治区地震局副研究员．1986年云南大学地球物理系毕业；1998年获中国科学技术大学固体地球物理专业硕士学位．主要从事地震预报及其基础性方面的研究．



张秉铭　石油大学（北京）地球科学系博士后．1985年成都理工大学毕业．1985～1991年任地质矿产部物化探研究所工程师．1994年中国地质大学（北京）数字信号处理专业研究生毕业，获工学硕士学位；1997年中国科学院地球物理研究所固体地球物理专业毕业，获理学博士学位．曾从事高分辨率地震和地质雷达勘探的研究工作．现主要从事复杂介质中地震波传播理论、数值模拟、偏移成像和弹性参数反演方法的研究．美国SEG会员．



史大年　中国地质科学院矿床地质研究所副研究员．1984年南京大学地质系构造地球物理专业毕业．现为中国地质大学在职博士生．曾从事重磁资料处理、地质专家系统、青藏高原地震波各向异性和层析成像等方面的研究．现主要从事以宽频带地震为主要手段的深部地球物理及地球动力学的研究．



艾印双 中国科学院地球物理研究所助理研究员．1988年大庆石油学院勘探系毕业，1998年中国科学院地球物理研究所获博士学位．主要从事天然地震震源过程以及地球物理数据方面的研究．中国地球物理学会会员．



胡家富 云南大学地球科学系副教授．1986年云南大学地球物理系毕业；1989年中国科学院地球物理研究所获硕士学位．主要从事地球物理学的教学与科研工作．中国地球物理学会会员．



左惠强 中国地震局地球物理研究所副研究员．1981年浙江大学土木工程系毕业．1996年在中国地震局工程力学研究所获地震工程专业博士学位．1997年11月开始在中国地震局地球物理研究所作博士后工作．主要从事地震危险性分析、震害预测、地震保险、地理信息系统(GIS)以及城市和区域防震减灾计算机管理系统方面的研究．中国地震学会会员．

注：P. Mozaffari、杜兴信、刁桂苓、宋治平、闻学泽、祖金华的简介分别见本刊：Vol. 20，No. 1；Vol. 12，No. 3；Vol. 10，No. 2；Vol. 18，No. 2；Vol. 11，No. 4；Vol. 19，No. 4.

《地震学报》征稿简则

一、《地震学报》是中国地震学会主办的地震科学综合性学术刊物．主要内容包括：以刊登地震学方面具有创新性的研究成果和技术成就为主，也登载一些与地震有关的地球物理、地震地质、地震工程等方面的学术论文及研究简报；登载本学科不同学术观点的文章；登载与地震学有关的评述文章；介绍地震学及有关的某些重大学术问题的现状和进展；反映地震学及有关的科技工作动态．

二、《地震学报》为双月刊，中、英文两种版本，内容一一对应并同步出版发行．作者可先向编辑部投寄中文稿，待中文稿被采用后再按照编辑部通知寄英文稿．

三、来稿要求和注意事项

1　来稿须一式二份，要求论点明确、论据可靠、数据准确、文字精炼．每篇论文(包括图、表、参考文献和400字以内的摘要)一般要求不超过8000字，其中插图以不超过6幅为宜；"研究简报"类文章(含图、表和参考文献)一般不超过4000字，其中插图以不超过3幅为宜．来稿需提供激光打印样，字号不小于5号字．

2　来稿务必做到清稿、定稿．每篇文章包括："摘要、关键词(5～8条)、引言、内容、结语和参考文献表，以及何种基金资助"等项内容．文中外文字母、符号必须分清大小写、正斜体；上下角的字母、数字和符号，其位置高低应区分明显．对易混淆的外文字母、符号及字母的大小写等需用铅笔标清．对文中表示矢量、张量和矩阵的字母，请用铅笔在该字母下画一波纹线，如："A"，以示区别．文中计量单位一律采用中华人民共和国国家标准《量和单位》中颁布的法定计量单位，非许用单位，务请换算成许用单位．文末须有"讨论"、"结论"或"讨论与结论"一节内容，需对本文研究内容有所交待．

3　文中插图需提供清绘图或激光打印图，线条要均匀；照片层次、反差要分明．图中内容、文字及符号须清晰，并与正文一致．插图如涉及国界，可尽量避开；如必须保留，则须把图中内容直接绘在地图出版社最新出版的带有国界的地理图上．插图不要直接绘在或贴在文内，请把插图单独放在一起，在文中相应处画出图框(占三行)，写出相应图序、图题和图注．

4　表格一律采用"三线表"，即每个表基本上由三条横线组成，去掉竖线(必要时可加少量辅助线)．

5　参考文献应列全，而且是已公开发表的；未公开发表的资料请勿列入，但可做为脚注处理．文中所引文献必须与文末所列出的文献一一对应．文末参考文献的著录格式，要采用"著者-出版年"制．如为期刊：请依次列出：作者(所有作者姓名均需列出．外国作者一律姓在前，名用缩写，但不加缩写点)．出版年．文章题目．刊名(外文刊名须按标准缩写，并请在外文刊名下画一横线)，卷(期)：起止页码；如为图书：请依次列出：作者(所有作者姓名均需列出)．出版年．书名(如为外文，请在书名下画一横线)．版次(第1版略)．出版地点：出版单位，起止页码．整个文献顺序，需按中文(日文)、西文、俄文排列．每个文种内需按第一作者姓氏字母的顺序排列，中文作者以第一作者姓氏的汉语拼音字母顺序排列，文献前面均不加序号．

6　文稿中引用他人研究成果时，务请按《著作权法》有关规定指明原作者姓名、文题及来源，并在参考文献中列出．否则由此引发的责任由投稿人自负．

7　来稿经专家审阅通过后，编辑部将及时通知作者对原稿进行修改并译英文，作者必须在一个月内将中文修改稿(包括原稿)和英文稿(一式二份)寄回本刊编辑部．同时将软盘一起寄回(中文稿最好是用"北大方正"录入的软盘；英文稿请用 Word 录入的软盘)．超过时间将以编辑部收到修改稿日期作为该稿的收稿日期．

8　凡经本刊录用的文章，除本刊负责出版、发行外，将一律由编辑部统一纳入 ChinaInfo 信息服务系统，进入因特网提供信息服务；并同时参加中国学术期刊(光盘版)的出版发行．不同意者，请另投它刊．

9　投稿请注明第一作者或联系人的姓名、工作单位、详细通讯地址、邮政编码和联系电话，以及 E-mail 地址．

四、　来稿一经发表，本刊将付给作者稿酬，并赠送中、英文版单行本各30份．来稿请勿一稿两投．

五、　来稿请寄：北京海淀区民族学院南路5号地震学报期刊社，邮政编码100081．联系电话：(010) 68417744 转1017或1035．E-mail：liuxm @ cdsndmc. css. gov